

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre PEGUIN

Licencié es-Sciences
Maître-Assistant à l'I.N.S.A.

Première Thèse

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DU FROTTEMENT INTERNE DÉPENDANT DE L'AMPLITUDE DE LA DÉFORMATION

Deuxième Thèse

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues le 19 Novembre 1966 devant la Commission d'Examen :

MM. R. BERNARD.....	<i>Président</i>
E. PERNOUX.....	} <i>Examineurs</i>
P. MICHEL.....	
P. GOBIN.....	

LYON
1966

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre PEGUIN

Licencié es-Sciences
Maître-Assistant à l'I.N.S.A.

Première Thèse

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DU FROTTEMENT INTERNE
DÉPENDANT DE L'AMPLITUDE DE LA DÉFORMATION

Deuxième Thèse

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues le 19 Novembre 1966 devant la Commission d'Examen :

MM. R. BERNARD.....	<i>Président</i>
E. PERNOUX.....	} <i>Examineurs</i>
P. MICHEL.....	
P. GOBIN.....	

LYON
1966

Doyens Honoraires

MM. LONGCHAMBOX

MM. MOUSSA
GAUTHIER Henri

Professeurs Honoraires

MM. de LARAMBERGE
SOLLAUD
MENTZER
MOUSSA
JAFFARDEYRAUD Henri
DEJARDIN
VIRET
DUFAY Jean

Doyen

M. BRACONNIER

Assesseurs

M. MESNARD

M. BOIDIN

Professeurs

MM. LONGCHAMBOX, Minéralogie.
PRETTRE, Chimie industrielle.
COURTY, Chimie-Physique.
KUHNER, Botanique.
MALECOT, Mécanique rationnelle et appliquée.
PARIS, Chimie minérale.
AUMERAS, Chimie générale II.
COLONGE, Chimie organique.
JANIN, Physique générale.
FLANDRIN, Géologie appliquée.
BERNARD, Physique industrielle.
NIGON, Zoologie expérimentale.
GAUTHIER Henri, Géologie générale.
WAUTIER, Zoologie.
CHOPIN, Chimie biologique.
CUEILLERON, Chimie.
BRACONNIER, Calcul différentiel et intégral.
EYRAUD Charles, Chimie-physique appliquée.
SARAZIN, Physique nucléaire.
BOIDIN, Microbiologie et Mycologie.
PERES, Physiologie.MM. MESNARD, Electronique.
GRANDMONTAGNE, Physique.
BOUTILLIER, Minéralogie.
LAFOUCRIERE, Physique nucléaire théorique.
DREUX, Chimie organique.
TEICHNER, Chimie industrielle.
PAVANS de CECCATTY, Zoologie.
MERLIN, Chimie analytique.
DUFAY Maurice, Physique de l'Atmosphère.
PHILBERT, Physique nucléaire.
COHEN ADAD, Chimie
DAVID Louis, Géologie générale.
CHANEL, Psychophysiologie.
MAURY, Méthodes Mathématiques de la Physique.
DEPRAZ, Physique nucléaire.
GAUTHIER Jean, Chimie.
GAUME, Physique expérimentale.
UZAN, Physique.
LEGAY, Biologie animale.
LAFORGUE, Physique.
GERMAIN, Chimie.

Professeurs sans Chaire

MM. FERON, Mathématiques.
CHENEVOY, Géologie appliquée.
GINET, Zoologie.
ASCH, Physique.
MICHEL Pierre, Minéralogie.
Mlle. MAITROT, Physique.
GEVIN, Géologie générale.
PONASSE, Mathématique.
d'INCAN, Physique C.S.U.
LEFEBVRE, Mathématiques.
PERNET, Mathématiques.CHERY, Physique.
BERGEON, Physique C.S.U.
Mlle. GAUTHERON, Chimie biologique.
DESCOTES, Chimie organique.
ERBELA, Physique.
Mme. ERICSON, Physique générale.
LEMOIGNE, Botanique.
MARTEL, Mécanique.
MATHIEU, Mécanique des fluides.
MICHEL Georges, Biochimie.

Maîtres de Conférences

MM. PICARD Philippe, Mathématiques.
DEMARCO, Géologie générale.
LEBRETON, Biologie végétale.
DAVID Jean, Biologie animale.
TOUSSET, Chimie propédeutique.
FEUVRAIS, Physique-Electricité.
SCHMITT, Physique C.P.E.M.
LAURENT, Chimie organique.
ROT, Mathématique.
BETHOUX, Mathématique T.M.P.
Mlle. CALAIS, Mathématique.
GUSAKOW, Physique.
Mlle. THOMAS, ChimieAUBIN, Analyse numérique.
BUCHWALTER, Mathématique.
MM. BOUZON, Mathématique C.S.U.
COSNIER, Psychophysiologie.
Mlle. LAMOURE, Biologie végétale.
PORTHAULT, Chimie C.S.U.
VALLET, Chimie macromoléculaire.
HAUGAZEAU, Analyse numérique.
ENAY, Géologie.
BERTHET, Biologie végétale C.P.E.M.
BRUN, Biologie animale.
DELMAU, Physique.
EL BAZ, Physique-Electricité.

Maître de Conférences Adjoint

M. PIERRON, Chimie.

Conseiller administratif

M. BURNET

Secrétaire Principal Honoraire

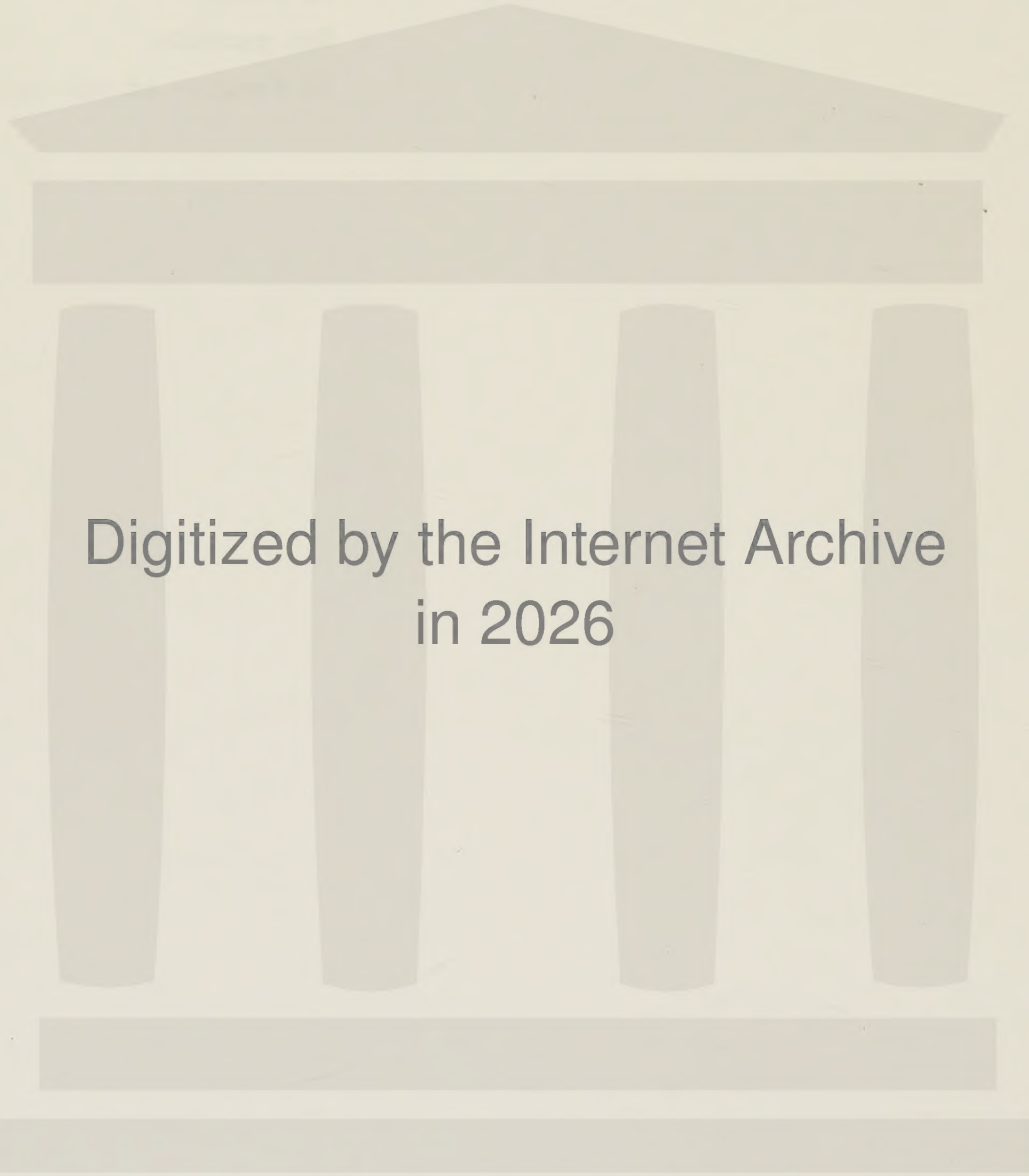
M. ROUX

A

Ma femme

Mes parents

Ma famille et mes amis



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553410_0033

Ce travail a été réalisé au Département de Physique de L'Institut National des Sciences Appliquées de LYON, sous la Direction de Monsieur GOBIN. Qu'il me permette de lui exprimer ma gratitude pour son aide constante, la sollicitude qu'il m'a témoigné durant ces années de recherche et les nombreuses discussions et séances de travail où il m'a fait bénéficier de son expérience.

Monsieur le Professeur R. BERNARD, Directeur du Département de Physique a bien voulu m'accueillir dans son Département à la fin de ma licence. Qu'il trouve ici, l'expression de ma reconnaissance pour avoir suivi le développement de mon travail et accepté de présider le Jury de ma thèse.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur PERNOUX et Monsieur le Professeur MICHEL qui ont bien voulu me faire l'honneur de s'intéresser à nos résultats et accepter de participer à ce jury.

Je tiens tout spécialement à exprimer mes remerciements à mes amis T. LINDTVEIT et J. PEREZ avec qui j'ai partagé de nombreuses heures de travail et de détente et à qui je dois beaucoup.

Je remercie également J. BOISSEL, J. LAUTESSE et mes camarades de labo pour leur aide amicale et les discussions fructueuses que nous avons eues.

I N T R O D U C T I O N

On sait que les cristaux réels se distinguent des cristaux parfaits par l'existence de défauts. La présence de ces derniers permet d'expliquer les écarts entre les propriétés observées sur les cristaux réels et celles déduites du modèle du cristal parfait.

L'énergie dissipée par un matériau soumis à une contrainte cyclique est très sensible à la nature, au nombre et à la répartition de ces défauts. On caractérise cette aptitude d'un matériau à la dissipation d'énergie par le demi-rapport de l'énergie dissipée pendant un cycle à l'énergie élastique maximale mise en jeu. La mesure de ce rapport appelé coefficient de frottement interne ou simplement frottement interne paraît donc particulièrement bien adaptée à l'étude des défauts du cristal.

L'expérience et la théorie^{1, 2} montrent que le frottement interne varie avec la contrainte ou la déformation de mesure au-dessus d'une valeur critique de cette contrainte ou de cette déformation. Au-dessous de cette valeur, le frottement interne est indépendant de l'amplitude de la contrainte et il peut avoir des causes multiples : microscopiques telles que les mouvements des défauts du cristal ou macroscopiques telles que l'amortissement parasite dû aux encastrements ou au frottement de l'air. Tout cela constitue pour nous, dans le cadre de cette étude, un fond continu que nous appelons Δ_B .

Au-dessus de cette valeur critique de la contrainte, le frottement interne est généralement appelé Δ_H ³⁻⁵, il peut être interprété comme étant dû à un dépiégeage thermomécanique des lignes de dislocation d'une partie de leurs ancrages⁶⁻¹⁰.

De plus, aux contraintes plus élevées, il apparaît une augmentation rapide du frottement interne qui s'accompagne de déformation plastique¹¹. Nous l'appelons de ce fait Δ_P .

Il nous a semblé intéressant d'appliquer différents traitements thermomécaniques (trempe, écrouissage, recuit ...) à divers matériaux (aluminium, aluminium-zinc à 3 %, cuivre, plomb), et d'établir dans chaque cas la courbe du frottement interne δ , en fonction de la déformation ϵ . De cette façon, il est possible d'étudier l'évolution des deux types de frottement interne Δ_H et Δ_P avec la répartition des défauts linéaires et ponctuels.

Pour chercher à expliquer nos résultats, nous avons été amenés à discuter les modèles existants et à modifier l'interprétation classique du frottement interne Δ_H . D'autre part, nous présentons un modèle et une relation décrivant le frottement interne Δ_P .

C H A P I T R E I

METHODES DE MESURE ET DE CALCUL DU FROTTEMENT INTERNE.

1 - LE FROTTEMENT INTERNE

La mesure du frottement interne joue un rôle important dans l'étude de l'état solide et en particulier des métaux^{12, 13}. En principe, cette mesure est très simple. Il suffit de soumettre un matériau à une contrainte cyclique et d'effectuer une mesure de la dissipation d'énergie à l'intérieur du matériau. Pour cela, on peut exciter un barreau échantillon et le faire vibrer à sa fréquence de résonance¹⁴ ou le soumettre à des oscillations forcées^{15, 16}.

D'un point de vue macroscopique, on peut classer les phénomènes qui donnent naissance à un frottement interne en phénomènes de relaxation ou d'hystérésis¹⁷.

Du point de vue microscopique, la dissipation d'énergie doit être généralement associée à des mouvements que les imperfections du réseau cristallin effectuent sous l'influence de la contrainte.

La mesure du frottement interne peut donc apporter une contribution importante à la connaissance de la mobilité, de la distribution des imperfections et de leurs interactions. Parmi les défauts simples ou complexes dont on a précisé le rôle dans le frottement interne, on compte :

- les atomes en insertion : sous l'influence de la sollicitation, les atomes en insertion peuvent sauter d'un site moins favorable à un site plus favorable. Un tel phénomène est sensible à la fréquence de mesure et à la température. C'est ainsi que des atomes de carbone ou d'azote placés dans les sites octaédriques du fer α (c.c.) donnent lieu à un pic de frottement interne en fonction de la température et de la fréquence appelé "pic de Snoek"^{12, 19, 20}. Dans ce cas, les mesures de frottement interne permettent de déterminer, par exemple, l'énergie d'activation du phénomène.

Elles peuvent également conduire, après étalonnage, à un dosage du défaut responsable du pic.

- Les paires de défauts ponctuels peuvent contribuer à l'absorption d'énergie. Elles peuvent être constituées par deux lacunes, par deux atomes en substitution occupant des sites voisins, par un interstitiel et un substitutionnel, par un substitutionnel et une lacune. En l'absence de forces extérieures, leurs axes sont distribués au hasard et, lorsqu'une contrainte est appliquée les paires se réorientent sous son action. La réorientation de paires de défauts ponctuels sous l'action d'une sollicitation extérieure fut suggérée pour la première fois par Zener¹⁷ au sujet d'un pic observé dans l'alliage cuivre-zinc à 30 % de zinc. Ce modèle d'interprétation a été par la suite développé et modifié²¹⁻²⁵. Le plus net de ses exemples expérimentaux est semble-t-il le pic observé sur l'alliage aluminium-cuivre à 4 %²⁵.
- Les joints de grains : dans un domaine de température bien déterminé, les matériaux polycristallins présentent un maximum de frottement interne attribué à la viscosité des joints de grains²⁶.
- Les limites des domaines ferromagnétiques : le pic de frottement interne en fonction de la contrainte, observé sur les matériaux ferromagnétiques, a été attribué au mouvement des parois de Bloch²⁷ sous l'effet de la sollicitation. Il existe en effet un lien entre l'arrangement des domaines ferromagnétiques et les contraintes mécaniques. Ce lien est illustré par l'existence du phénomène de magnétostriction.
- Les lignes de dislocation : différentes hypothèses ont été proposées et développées au sujet de la contribution des lignes de dislocation au frottement interne : formation de paires de décrochements²⁸, vibration de la ligne comme une corde vibrante³⁻⁵, dépiégeage de certains ancrages⁴⁻¹⁰, glissement¹¹, etc

Ainsi le frottement interne est un phénomène sensible à la mobilité de nombreux défauts et cette mobilité est fonction de la répartition des défauts dans le

cristal et de leurs interactions. Parmi les différentes sources de frottement interne que nous venons d'évoquer et qui correspondent toutes au passage discontinu d'un défaut d'une position à une autre, seules sont nettement sensibles à l'amplitude de la vibration, celles qui mettent en jeu un grand volume d'activation, c'est-à-dire le dépiégeage des lignes de dislocation et leur glissement d'une part et le déplacement des parois des domaines de Weiss d'autre part. Dans le cadre de notre étude du frottement interne dépendant de l'amplitude de la déformation, toutes les autres sources de frottement interne impliquant un petit volume d'activation sont rangées dans le Δ_B . Rappelons que Δ_B est le fond continu que nous avons défini dans l'introduction comme un frottement interne indépendant de l'amplitude de la déformation.

Comme nous ne présentons pas de mesures réalisées sur des matériaux ferromagnétiques, nous ne retiendrons pas l'effet des parois des domaines de Weiss.

Nous avons donc porté notre attention sur les mouvements des lignes de dislocation et sur l'interaction de ces lignes avec d'autres types de défauts (lacunes, amas, impuretés, autres dislocations) dont nous avons pu faire varier la concentration et la distribution par traitement thermomécanique.

2 - MESURE DE L'AMORTISSEMENT D'UN PENDULE DE TORSION

Les pendules de torsion permettent de mesurer le frottement interne à une fréquence faible (de 10 à 0,2 hertz) et dans un domaine de déformation relativement étendu (de 10^{-6} à 10^{-4}). La fréquence faible est favorable à une mise en évidence des pics de relaxation à une température suffisamment basse pour éviter le plus possible l'évolution du matériau en cours de mesure. D'autre part, le domaine de déformation relativement étendu permet de mieux préciser le rôle des lignes de dislocations. Mais l'utilisation d'un pendule de torsion présente l'inconvénient de nécessiter la fixation de l'éprouvette entre deux mors ce qui entraîne une déformation. Dans le cadre de cette étude, toutes les mesures de frottement interne ont été réalisées à l'aide de pendules de torsion équipés de l'installation automatique que nous décrivons ci-dessous.

a) Le pendule de torsion.

Les pendules de torsion couramment utilisés peuvent être ramenés à trois types (fig. 1) : le pendule simple, le pendule inversé et le pendule inversé-composé. Le pendule simple se compose d'un volant d'inertie soutenu par le fil échantillon qui constitue ainsi le seul organe élastique. Ce type de pendule a été le premier utilisé notamment par Kê²⁶ et Boulanger²⁹, mais il présente un inconvénient majeur : le poids du volant d'inertie est supporté par l'échantillon, et à la contrainte de torsion se superpose une contrainte de tension.

Pour éviter ce défaut, on a imaginé d'utiliser un pendule inversé : le poids du volant d'inertie est entièrement supporté par un fil de suspension. L'éprouvette métallique, placée à la partie inférieure, entre le volant et le socle de l'appareil, est sollicitée uniquement en torsion.

Afin de pouvoir soumettre l'éprouvette à une faible déformation en torsion, on peut intercaler entre elle et le pendule un nouvel organe élastique³⁰. Le coefficient de couplage entre le volant et l'éprouvette devient ainsi inférieur à 1 ; ceci revient à amplifier mécaniquement la déformation de l'éprouvette. De cette façon, il devient possible d'effectuer des mesures sous de faibles déformations ($5 \cdot 10^{-7}$). La théorie de ce type de pendule a été développée par Collette³¹. Cependant le calcul montre que ce progrès s'accompagne d'une diminution de la précision car l'énergie mise en jeu dans les deux organes élastiques autres que l'éprouvette devient prépondérante devant l'énergie mise en jeu dans l'éprouvette.

Dans cette étude, nous avons surtout utilisé le pendule inversé simple pour pouvoir effectuer des mesures dans un domaine relativement grand de déformation, réservant l'usage du pendule inversé-composé à quelques cas précis.

Comme dans le cas du pendule inversé-composé³¹, la théorie du pendule inversé repose sur le calcul de l'énergie élastique maximale emmagasinée dans chaque organe élastique. Cette théorie conduit à une relation qui lie l'amortissement du pendule au frottement interne global de l'éprouvette :

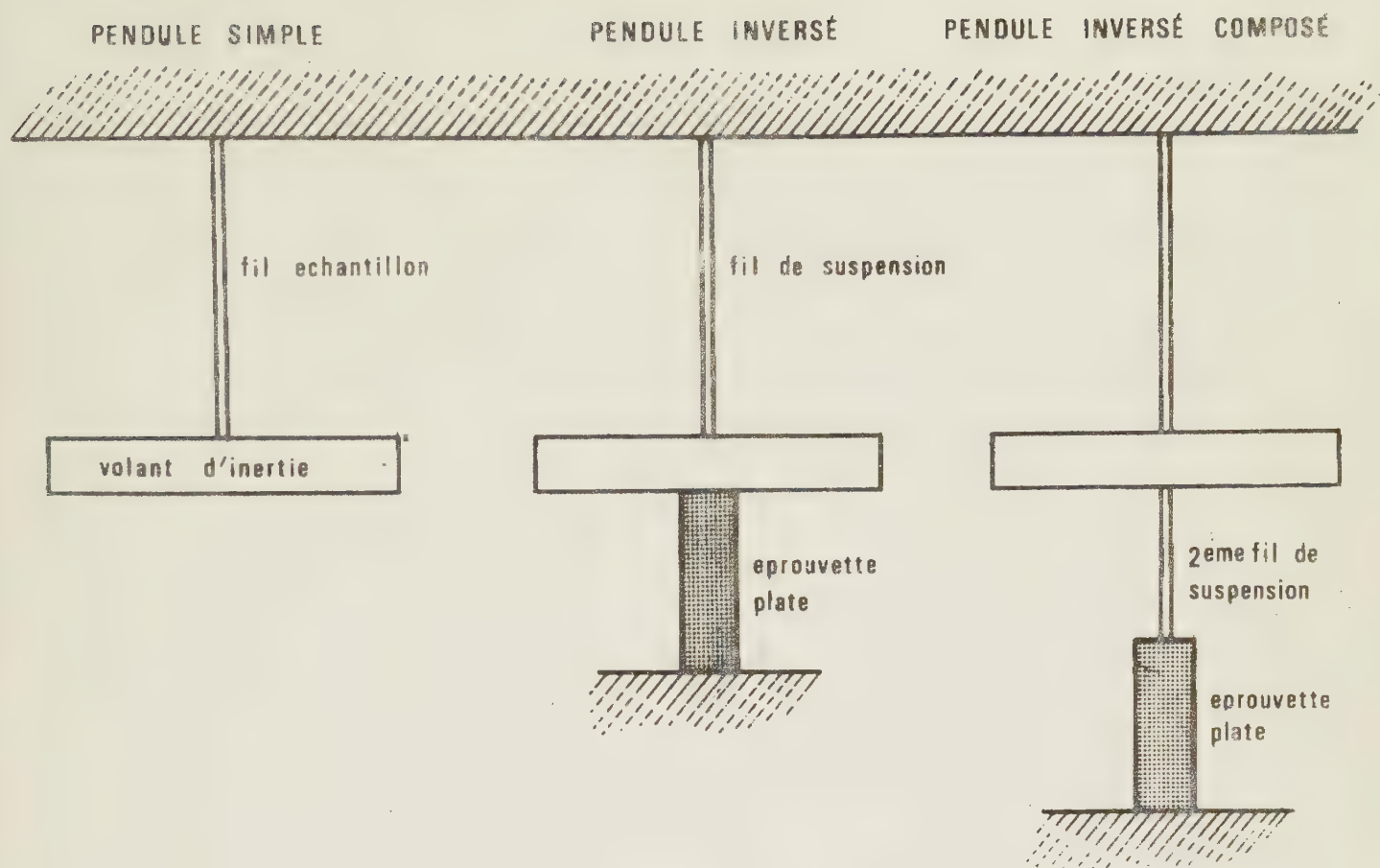


Fig. 1 - LES PENDULES DE TORSION

$$\exp(-2 \delta_e) = K (-2 \delta_{f+e}) - (K-1) \exp(-2 \delta_f) \quad (1)$$

avec $K = 1 + T_1^2 / T_0^2$

où T_0 est la période propre du pendule simple formé du fil de suspension et du volant d'inertie

T_1 est la période propre du pendule avec l'éprouvette fixée

δ_e est le coefficient de frottement interne de l'éprouvette

δ_{f+e} est le coefficient d'amortissement de l'ensemble du pendule

δ_f est le coefficient d'amortissement du pendule simple fil-volant

La relation (1) peut être simplifiée en effectuant un développement en série limité :

$$\delta_e = K (\delta_{f+e} - \delta_f) + \delta_f \quad (2)$$

Dans la pratique, on peut choisir un fil de suspension pour que le coefficient K soit égal à 1 à 10^{-3} près (Kanthal de 3/10 mm de diamètre). En négligeant le frottement dû à l'air, nous avons $\delta_e \approx \delta_{f+e}$.

De même, la variation du module de cisaillement associée à une variation de période ΔT est donnée par la relation :

$$\frac{G}{G_0} = \frac{T_{10}}{T_{10} + 2 \Delta T} \left(1 - 2 \Delta T \frac{T_{10}}{T_0^2 - T_{10}^2} \right) \quad (3)$$

où T_{10} est la période initiale associée au module G_0 .

En première approximation, le second terme de la parenthèse peut être négligé :

$$\frac{G}{G_0} \approx \frac{T_{10}}{T_{10} + 2 \Delta T} \approx 1 - \frac{2 \Delta T}{T_{10}} \quad (4)$$

L'utilisation de ces pendules exige pour des mesures précises que le volant d'inertie soit équilibré au mieux, que l'éprouvette soit bien centrée, que l'énergie nécessaire au lancement soit appliquée symétriquement. De cette façon, on peut atténuer les vibrations parasites du pendule qui diminuent la qualité des mesures.

b) Principe de la mesure de l'amortissement d'un pendule de torsion

L'énergie emmagasinée dans un pendule de torsion qui oscille, décroît avec le temps. On dit que le mouvement du pendule s'amortit. La mesure de l'amortissement revient à constater la perte d'énergie, soit en mesurant la surface d'un cycle effort-déformation, soit en mesurant l'amplitude des oscillations successives. En effet, lorsque l'amplitude du pendule est maximale, toute l'énergie est sous forme potentielle et, d'une oscillation à la suivante, le coefficient d'amortissement peut s'écrire :

$$\delta = \frac{1}{2} \frac{\Delta W_{\text{pot}}}{W_{\text{pot}}} = \frac{1}{2} \frac{\frac{1}{2} C (\theta_n^2 - \theta_{n+1}^2)}{\frac{1}{2} C \theta_n^2} \approx \frac{\Delta \theta}{\theta} \quad (5)$$

avec W_{pot} : énergie potentielle élastique maximale mise en jeu

ΔW_{pot} : énergie absorbée

C : couple de rappel

θ : angle de torsion de l'éprouvette par unité de longueur.

On peut également considérer la variation d'énergie cinétique, ce qui permet d'aboutir à une relation indépendante du module de cisaillement de l'éprouvette. Lorsque le pendule passe par sa position d'équilibre au repos, sa vitesse est maximale et son énergie est entièrement sous forme cinétique. On peut alors écrire :

$$\delta = \frac{1}{2} \frac{\Delta W_{\text{cinet}}}{W_{\text{cinet}}} = \frac{1}{2} \frac{\frac{1}{2} I (\omega_n^2 - \omega_{n+1}^2)}{\frac{1}{2} I \omega_n^2} \approx \frac{\Delta \omega}{\omega} \quad (6)$$

I est le moment d'inertie et ω la vitesse angulaire.

Pour suivre la décroissance de l'amplitude des oscillations, nous pouvons utiliser un faisceau lumineux réfléchi par un miroir concave placé sur le pendule qui entraîne la cellule d'un suiveur de spot³². Dans ce cas, en appelant α l'amplitude du mouvement du faisceau lumineux dans son plan de focalisation, la relation (5) peut être exprimée sous la forme :

$$\delta \approx \text{Log}_e \frac{\alpha_0}{\alpha_1}$$

α_0 étant l'amplitude de la première oscillation et α_1 , celle de la deuxième.

Si la variation de δ est faible dans l'intervalle de n oscillations, on peut écrire :

$$\delta \approx \frac{1}{n} \log_e \frac{\alpha_0}{\alpha_n}$$

La mesure des amplitudes successives α_i est longue et nous avons désiré rendre cette méthode de travail plus rapide, et plus précise. De plus, afin de pouvoir utiliser une calculatrice électronique, il nous a paru nécessaire d'obtenir des données sous forme numérique. Pour cela, nous avons le choix entre deux types de méthodes : la première utilise les signaux émis par la sortie tachymétrique du suiveur de spot Sefram^{15,33}. La seconde revient à mesurer le temps que met un faisceau lumineux pour passer entre deux points fixes situés de part et d'autre de la position d'équilibre du pendule³⁴. L'avantage de la première méthode est d'être insensible à une variation de la position d'équilibre du pendule, tandis que la seconde exige qu'on vérifie que les cellules sont toujours placées symétriquement de part et d'autre de la position d'équilibre au repos. Nous avons cependant préféré³⁵ la seconde méthode car elle permet de travailler dans une gamme d'amplitude d'oscillation bien plus grande que celle d'un suiveur de spot. Par ailleurs, nous essayons de mettre au point un dispositif permettant de rattraper la variation du zéro du pendule. Enfin, cette méthode donne une mesure directe de l'énergie cinétique de l'ensemble pendulaire, faisant ainsi appel à la relation (6).

Deux photodiodes sont placées à une distance D du pendule de part et d'autre de la position d'équilibre au repos du faisceau lumineux réfléchi par le pendule (fig. 2). Soit h l'écart entre les deux cellules. Nous mesurons le temps t que met le faisceau lumineux pour passer entre les deux cellules. Ceci permet de définir une vitesse moyenne $V = h/t$ et une vitesse angulaire $\omega = V/D = h/Dt$, en faisant l'approximation des petits angles.

La relation (6) devient :

$$\delta \approx \frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{-h \Delta t / Dt^2}{h/Dt} \approx - \frac{\Delta t}{t}$$

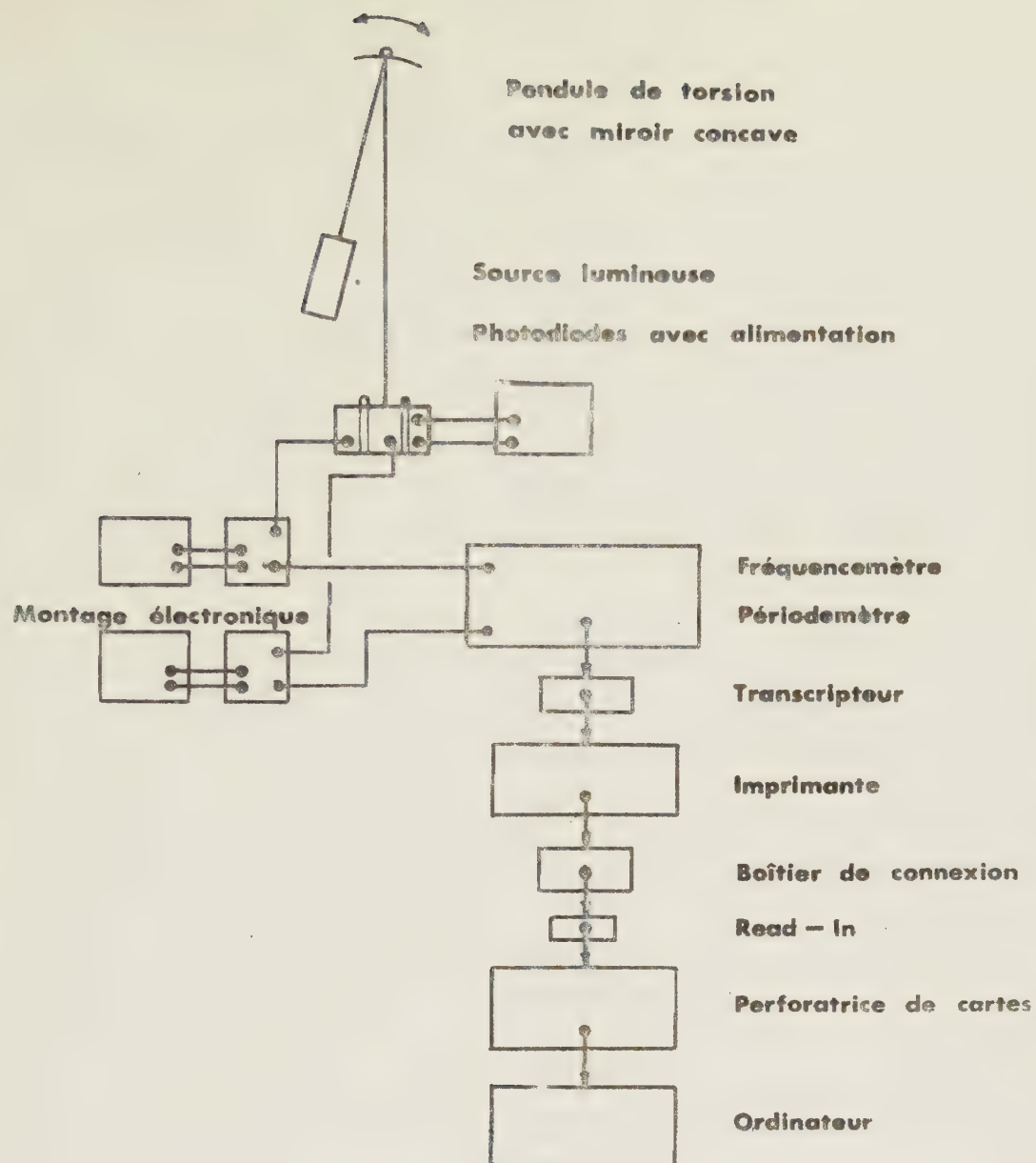


Fig. 2 - Schéma bloc de l'installation automatique de mesure
du frottement interne.

et si δ varie peu entre n oscillations, on peut écrire :

$$\delta \approx \frac{1}{n} \operatorname{Log}_e \frac{t}{t_0} \quad (8)$$

c) Description de la technique³⁵

La figure N° 2 représente le schéma bloc de l'installation. Deux microphotodiodes au silicium de type SESCO 4F 2 ou radiotechnique OAP 12 sont placées à quatre mètres du pendule de part et d'autre de la position d'équilibre du faisceau lumineux. Elles sont fixées sur une platine à déplacements micrométriques dans deux directions perpendiculaires.

Pour assurer une bonne reproductibilité des signaux émis par les cellules au passage du faisceau lumineux, il est nécessaire d'obtenir un bord de fente lumineuse de la meilleure qualité possible. Pour cela, deux principes nous ont guidé :

- se placer le plus près possible des conditions d'approximation de Gauss pour limiter les aberrations chromatiques et, pour cela, se rapprocher de la réflexion normale.
- limiter au maximum les miroirs et lentilles car chaque nouvel instrument est source de perte de lumière et d'aberrations.

Le montage optique est donc simplement composé d'une lanterne dont les lèvres de la fente sont rectilignes et d'un miroir concave de bonne qualité placé sur le pendule de torsion.

Les signaux émis par les cellules sont mis en forme et adaptés au déclenchement du fréquencemètre-chronomètre-périodmètre Rochar A 1149 fonctionnant en chronomètre. La figure N° 3 représente le montage électronique placé entre chaque cellule et le fréquencemètre. La première cellule atteinte par le faisceau provoque le début du comptage du temps et l'autre l'arrête. Nous avons voulu vérifier que ces montages n'introduisent pas une erreur dans la mesure du temps t . Pour cela, nous avons utilisé le générateur d'impulsion type "Solartron 6-0-1005" et nous avons mesuré au fréquencemètre le temps entre deux signaux envoyés à l'entrée de chaque montage électronique : sur un temps de 1 msec (nos mesures varient généralement de 1 à 300 msec), nous avons constaté une erreur de l'ordre de 1 μ sec.

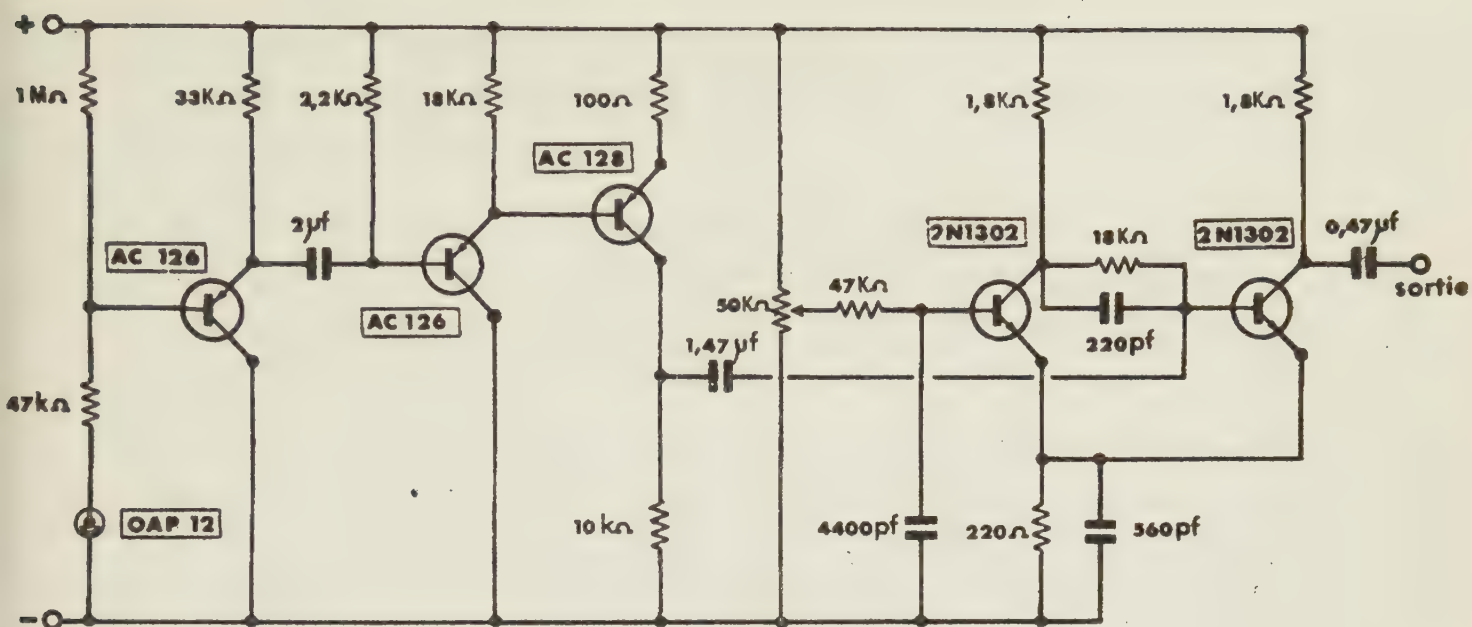


Fig. 3 - Schéma du montage électronique qui permet d'adapter le signal émis par une photodiode au déclenchement du fréquencemètre-chronomètre-périodemètre.

Une troisième photodiode placée dans l'axe du pendule au repos permet de mesurer la période du pendule avec le même appareil. Nous avons obtenu des valeurs reproductibles à 10^{-4} secondes près.

Les signaux émis par le fréquencemètre sont repris par un transcritteur Rochar A1170 de façon à assurer l'impression des temps mesurés sur une machine imprimante ADDO 341 E. Les valeurs ainsi enregistrées permettent un calcul rapide et de précision généralement suffisante.

Toutefois, certaines expériences exigent un calcul très précis comme, par exemple, les mesures du pendule inversé-composé. Dans ce cas, la liaison de l'imprimante à une perforatrice de cartes IBM O24 par l'intermédiaire d'un boîtier de connexion, permet d'obtenir automatiquement toutes les données sur des cartes perforées destinées à être exploitées sur un ordinateur. Cet ensemble d'opérations limite la période minimale des mesures à 1,3 seconde si nous tenons à enregistrer un temps t par période. Si nous pouvons nous contenter d'un temps par 2 ou 3 périodes, la période minimale de travail peut être divisée par 2 ou 3.

3 - CALCUL DU FROTTEMENT INTERNE LOCAL A PARTIR DU FROTTEMENT INTERNE GLOBAL MESURE PAR TORSION.

a) Introduction

La mesure du frottement interne à l'aide d'un pendule de torsion présente un inconvénient : la déformation de l'éprouvette n'est pas uniforme ; elle varie de zéro sur la fibre neutre à une valeur maximale sur la fibre superficielle. Néanmoins, on convient de représenter les résultats dans un diagramme : frottement interne global mesuré, déformation de la fibre la plus déformée.

L'expérience et la théorie montrent que le frottement interne ne varie qu'au-delà d'un seuil de contrainte τ_c ou de déformation ϵ_c critique^{1,2}.

Tant que la fibre la plus déformée reste au-dessous de ce seuil, toutes les fibres de l'éprouvette présentent le même frottement interne Δ_B indépendant de l'amplitude de la déformation. Pour des torsions croissantes, les fibres superficielles dépassent les premières ce seuil et leur frottement interne augmente, alors que celui des fibres dont la déformation est inférieure à ϵ_c reste égal à Δ_B .

Dans ces conditions, le frottement interne mesuré, au global, est intermédiaire entre Δ_B et la valeur correspondant à la fibre la plus déformée. Le frottement interne réel ou local de la fibre la plus déformée a donc une valeur plus élevée que la valeur globale, donnée par la mesure.

Granato et Lücke⁴ et Secrétan¹⁴ se sont préoccupés de ce problème sur un autre type de technique. Mais nous devons surtout à Lazan³⁶, un calcul permettant d'obtenir l'énergie dissipée localement par unité de volume D , à partir de l'énergie D_o dissipée dans toute l'éprouvette.

$$D_o = \iiint_V D \, dx \, dy \, dz \quad (9)$$

qui conduit, dans le cas d'une éprouvette cylindrique à la relation :

$$D_d = \frac{D_o}{V_o} + \frac{\tau_m}{2 V_o} \frac{d D_o}{d \tau_m} \quad (10)$$

D_d est l'énergie locale dissipée par unité de volume dans la fibre la plus déformée, τ_m est la contrainte appliquée à la fibre extérieure et V_o est le volume de l'éprouvette.

Nous avons cherché³⁷, par une méthode de calcul originale mettant en évidence l'aspect physique du problème, à confirmer et à développer les résultats déjà obtenus dans ce domaine. Nous avons appliqué ces résultats au cas des éprouvettes parallélépipédiques soumises à la torsion.

b) Bases de calcul (Figure N° 4)

Nous avons vérifié expérimentalement que dans une grande partie de notre domaine de mesure, la variation relative du module de cisaillement G est inférieure à 10^{-2} . Cela nous permet d'utiliser les calculs donnés par Timoshenko³⁸ à propos de l'étude du champ de contrainte et de déformation d'éprouvettes sollicitées en torsion.

Quand il y a seulement des contraintes de cisaillement dans l'échantillon, l'énergie par unité de volume, mise en jeu par la déformation est :

$$W_1 = \frac{1}{2G} (\tau_{xy}^2 + \tau_{zx}^2 + \tau_{zy}^2)$$

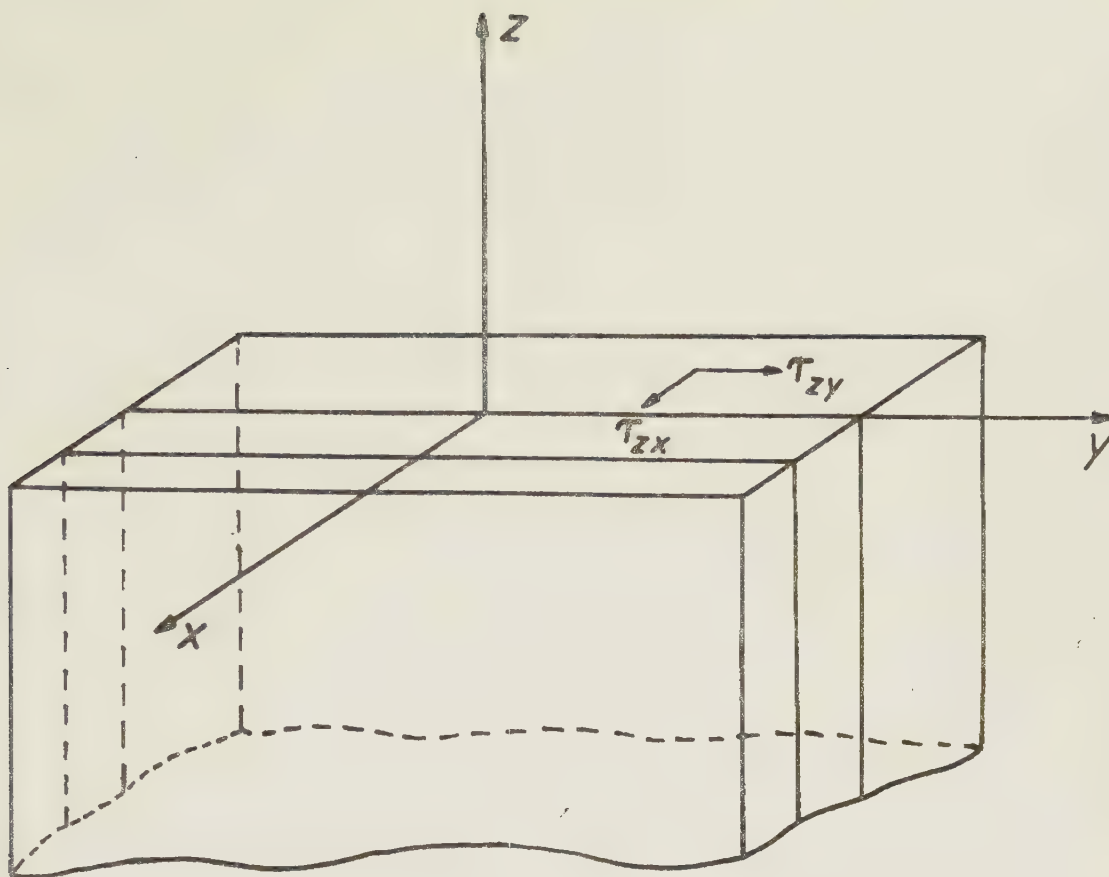


Fig. 4 - Echantillon

où G est le module de cisaillement. τ_{xy} , τ_{zx} et τ_{zy} sont les composantes de la contrainte de cisaillement, le premier indice indiquant la direction perpendiculaire au plan de la contrainte et le second indice donnant la direction de la contrainte.

Avec les échantillons parallélépipédiques de torsion ($65 \times 8 \times 0,8$ mm), nous avons

$\tau_{xy} = 0$ pour une torsion suivant l'axe z . Avec un rapport de largeur à épaisseur de 10, nous pouvons écrire $\tau_{zy} \gg \tau_{zx}$ et $\tau_{zy} \approx 2 G \theta x$.

Donc $\tau_{zy} \equiv \tau \approx 2 G \theta x$

où τ est la contrainte de cisaillement dans un plan d'abscisse x , θ l'angle de torsion par unité de longueur et x l'abscisse, c'est-à-dire la distance entre le plan étudié et le plan central.

La valeur maximale de τ à la surface est :

$$\tau_m = 2 G \theta a$$

$$\text{donc} \quad \tau = \tau_m \frac{x}{a}$$

Ainsi l'énergie de déformation par unité de volume est

$$W_1 = \frac{\tau^2}{2 G} = \frac{\tau_m^2 x^2}{2 G a^2}$$

Dans un premier temps, nous avons négligé l'altération du champ de contrainte au voisinage des encastrements et des bords.

c) Méthode de calcul

Nous avons déjà vu que nous définissons le coefficient de frottement interne par le demi-rapport de l'énergie dissipée à l'énergie élastique maximale mise en jeu. D'une manière générale, les indices g et l correspondent respectivement aux valeurs globales et locales du frottement interne δ dépendant de l'amplitude de la déformation.

Le frottement interne global peut être mis sous la forme :

$$\delta_g = \frac{1}{2} \frac{\iiint_V \Delta W_1 dx dy dz}{\iiint_V W_1 dx dy dz}$$

avec $\Delta W_1 = 2 W_1 \delta_l$

$$\text{et } W_1 = \frac{\tau_m^2 x^2}{2 G a^2}$$

W_1 est l'énergie de déformation élastique de la fibre d'abscisse x par unité de volume et τ_m est la contrainte subie par la fibre superficielle. On en déduit :

$$\delta_g = \frac{\iiint_V x^2 \delta_1 dx dy dz}{\iiint_V x^2 dx dy dz}$$

V est le volume de l'éprouvette de longueur $2l$, de largeur $2b$ et d'épaisseur $2a$. Cette relation peut être plus simplement écrite :

$$\delta_g = \frac{3}{a^3} \int_0^a x^2 \delta_1 dx \quad (12)$$

Nous allons effectuer le calcul pour des valeurs croissantes de τ_m : $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n$. Chaque intervalle $(\tau_1 - \tau_c), (\tau_2 - \tau_1), \dots, (\tau_i - \tau_{i-1})$ est suffisamment petit pour que la variation de δ_1 puisse être considérée comme linéaire dans chacun d'eux. Cette méthode de travail revient à exprimer que la courbe de δ_1 en fonction de la contrainte, formée d'une série de petits segments de droite, peut être obtenue sans faire d'hypothèses.

La relation (12) devient :

$$\begin{aligned} \delta_g = & \frac{3}{a^3} \int_0^{x_c} \delta_{1_0} x^2 dx + \frac{3}{a^3} \int_{x_c}^{x_1} (\delta_{1_0} + \beta_1 (\tau - \tau_c)) x^2 dx + \\ & \frac{3}{a^3} \int_{x_1}^{x_2} (\delta_{1_1} + \beta_2 (\tau - \tau_1)) x^2 dx + \dots + \frac{3}{a^3} \int_{x_{n-1}}^a (\delta_{1_{n-1}} + \\ & \beta_n (\tau - \tau_{n-1})) x^2 dx \quad (13) \end{aligned}$$

où x_c correspond à τ_c , x_1 à τ_1 , ..., x_i à τ_i ,

a à $\tau_n = \tau_m$ et $\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n$ sont constants.

En considérant seulement le premier terme, c'est-à-dire $x_c = a$, on trouve

$$\delta_{g_0} = \delta_{1_0} \dots \delta_{1_0} \text{ est le frottement interne indépendant de l'amplitude de la}$$

déformation. Si $x_1 = a$, les termes 1 et 2 donnent :

$$\delta_{1_1} = \delta_{1_0} + \frac{4 (\delta_{g_1} - \delta_{g_c})}{3 - (\frac{\tau_c}{\tau_1}) - (\frac{\tau_c}{\tau_1})^2 - (\frac{\tau_c}{\tau_1})^3}$$

Si $x_2 = a$, les trois premiers termes donnent :

$$\delta_{1_2} = \delta_{1_1} + \frac{4 \left[\delta_{g_2} - \delta_{g_1} \left(\frac{\tau_1}{\tau_2} \right)^3 - \delta_{1_1} \left(1 - \left(\frac{\tau_1}{\tau_2} \right)^3 \right) \right]}{3 - (\frac{\tau_1}{\tau_2}) - (\frac{\tau_1}{\tau_2})^2 - (\frac{\tau_1}{\tau_2})^3}$$

Dans le cas général, avec $n > 2$

$$\delta_{1_n} = \delta_{1_{n-1}} + \frac{4 A_n}{3 - (\frac{\tau_{n-1}}{\tau_n}) - (\frac{\tau_{n-1}}{\tau_n})^2 - (\frac{\tau_{n-1}}{\tau_n})^3} \quad (14)$$

avec $A_1 = \delta_{g_1}$:

$$\begin{aligned} A_n = & \delta_{g_n} - A_1 \left(\frac{\tau_1}{\tau_n} \right)^3 - \delta_{1_1} \left[\left(\frac{\tau_2}{\tau_n} \right)^3 - \left(\frac{\tau_1}{\tau_n} \right)^3 \right] - A_2 \left(\frac{\tau_2}{\tau_n} \right)^3 \dots \\ & \dots - A_{n-1} \left(\frac{\tau_{n-1}}{\tau_n} \right)^3 - \delta_{1_{n-1}} \left[1 - \left(\frac{\tau_{n-1}}{\tau_n} \right)^3 \right] \end{aligned} \quad (15)$$

Les données sont fournies par la courbe expérimentale du frottement interne global en fonction de la contrainte sur laquelle nous choisissons plusieurs valeurs de contrainte, $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n$ correspondant à $\delta_{g_1}, \delta_{g_2}, \dots, \delta_{g_n}$. Le calcul des relations (14) et (15) à l'aide de l'ordinateur donne $\delta_{1_1}, \delta_{1_2}, \dots, \delta_{1_n}$, c'est-à-dire la courbe du frottement interne local en fonction de la contrainte.

Remarquons que dans le cas d'un échantillon de section cylindrique, nous avons³⁸
 $\tau = G \theta r$ où r est la distance à l'axe de torsion et $W_1 = \frac{\tau m^2 r^2}{2 G R^2}$, R étant le rayon de l'échantillon.

$$\delta_g = \frac{\iiint_V r^3 \delta_l dr d\phi dz}{\iiint_V r^3 dr d\phi dz} = \frac{4}{R^4} \int_0^R r^3 \delta_l dr$$

Un calcul analogue donne :

$$\delta_{l_n} = \delta_{l_{n-1}} + \frac{5 B_n}{4 - \frac{\tau_{n-1}}{\tau_n} - \left(\frac{\tau_{n-1}}{\tau_n}\right)^2 - \left(\frac{\tau_{n-1}}{\tau_n}\right)^3 - \left(\frac{\tau_{n-1}}{\tau_n}\right)^4} \quad (16)$$

avec $B_1 = \delta_{g_1}$:

$$\begin{aligned} B_n = \delta_{g_n} - B_1 \left(\frac{\tau_1}{\tau_n}\right)^4 - \delta_{l_1} \left[\left(\frac{\tau_2}{\tau_n}\right)^4 - \left(\frac{\tau_1}{\tau_n}\right)^4 \right] - B_2 \left(\frac{\tau_2}{\tau_n}\right)^4 \dots \\ \dots - B_{n-1} \left(\frac{\tau_{n-1}}{\tau_n}\right)^4 - \delta_{l_{n-1}} \left[1 - \left(\frac{\tau_{n-1}}{\tau_n}\right)^4 \right] \end{aligned} \quad (17)$$

d) Comparaison entre les différentes méthodes

a- $\tau_c = 0$

Dans ce cas, nous pouvons identifier les coefficients de τ_m^n dans les équations suivantes :

$$\delta_g = \sum_0^n \beta_n \tau_m^n \text{ et } \delta_l = \sum_0^m \alpha_n \tau^n \quad (18)$$

Ce qui donne :

$$\sum_0^n \beta_n \tau_m^n = \frac{6}{a^3} \int_0^a x^2 \sum_0^n \alpha_n \tau_m^n \frac{x^n}{a^n} dx$$

L'identification terme à terme donne :

$$\alpha_n = \beta_n \frac{n+3}{6} \quad (19)$$

Nous avons appliqué la méthode de calcul de Lazan à un échantillon parallélépipédique et nous avons obtenu :

$$\delta_l = \delta_g \left(1 + \frac{\tau_m}{3 \delta_g} \frac{d \delta_g}{d \tau_m} \right) \quad (20)$$

En écrivant δ_l et δ_g comme en (18), nous obtenons à partir de la rela-

tion (20), le résultat donné par la relation (19). De même, l'utilisation du calcul itératif conduit aux mêmes résultats que l'équation (19).

Donc dans ce cas, ces trois méthodes de calcul de δ local sont équivalentes.

b- Cas où τ_c est différent de zéro :

La méthode d'identification de la relation (18) n'est plus possible, mais la relation (20) et la méthode itérative donnent encore les mêmes résultats numériques.

Il nous semble que notre méthode de calcul met mieux en évidence l'aspect physique du problème : pour calculer le frottement local, cette méthode montre nettement que nous tenons compte de tout ce qui se passe dans l'éprouvette.

e) Applications

- Il est particulièrement important de calculer le frottement interne local chaque fois que nous étudions l'influence de la contrainte appliquée. En effet, la contrainte τ_c est mieux définie, la pente de la courbe $\delta = f(\tau)$ peut être comparée aux valeurs théoriques. Les maxima de cette courbe sont définis plus exactement et on trouve en particulier que leur position est décalée par rapport à celle mesurée en frottement interne global. Cette dernière remarque est particulièrement importante dans le cas du frottement interne dû aux dislocations et du frottement interne ferromagnétique.
- La figure N° 5 du paragraphe suivant montre le résultat auquel peut conduire pratiquement une telle correction. Le frottement global a été mesuré et calculé par la méthode décrite précédemment. Le frottement interne local a été calculé automatiquement.

La plupart des résultats que nous présentons dans la suite de cet exposé sont exprimés en frottement interne local.

4 - PROGRAMMATION DE NOS PROBLEMES POUR L'EXPLOITATION PAR MACHINE A CALCULER ELECTRONIQUE.

a) Introduction

Nous avons été amenés à programmer un grand nombre de calculs pour franchir les étapes de l'élaboration de nos techniques et de nos modèles d'interprétation. Ces programmes ont été préparés en langage FORTRAN et ont été généralement utilisés sur un ordinateur modèle 1620 IBM à la Faculté des Sciences de Lyon. Nous n'aborderons pas l'étude de ces calculs intermédiaires et nous nous contenterons de citer deux types de programmes couramment utilisés dont seul le deuxième sera décrit car nous l'avons appliqué au traitement de tous les résultats expérimentaux que nous présentons :

- le calcul du frottement interne à partir des mesures réalisées à l'aide d'un pendule-inversé composé : ce calcul exige que l'amortissement du pendule soit obtenu avec une grande précision.
- le passage des résultats expérimentaux δ global en fonction de la déformation maximum appliquée, à la courbe δ local = $f(\epsilon)^{39}$.

b) Calcul du frottement interne local ou réel

Ce programme est valable pour la mesure du frottement interne par torsion d'échantillons parallélépipédiques ou cylindriques. Les données introduites dans la machine sont les points expérimentaux correspondant à l'amortissement global mesuré en fonction de la contrainte maximum à laquelle est soumise la fibre extérieure de l'éprouvette.

La première partie du programme lisse ces données expérimentales en un polynôme du type :

$$\delta_g = a_0 + a_1 \tau + a_2 \tau^2 + a_3 \tau^3 + a_4 \tau^4 + a_5 \tau^5$$
. Cette partie est inspirée du programme de bibliothèque IBM-1620-7-0-002 "Polynomial Curve Fitting". Nous arrêtons le calcul à la puissance 5, de façon à éviter les perturbations dues à l'erreur que fait la machine en arrondissant la huitième décimale. Ce procédé donne une représentation généralement correcte des données expérimentales. Lorsque l'aspect de la courbe est trop perturbé, il est nécessaire de découper la courbe en 2 ou 3 zones et de lisser chacune de ces zones indépendamment.

Dans la seconde partie du programme, δ_g est utilisé pour calculer le frottement interne réel d'après la relation (20) :

$$\delta_1 = \delta_g \left(\frac{\tau}{K} \frac{d\delta_g}{d\tau_m} \right)$$

K = 3 pour un échantillon parallélépipédique

K = 4 pour un échantillon cylindrique

Ce calcul est fait pour un grand nombre de valeurs de contraintes dans l'intervalle des contraintes des points expérimentaux. Cette partie du programme calcule aussi le polynôme δ_1 en fonction de la contrainte

$$\delta_1 = b_0 + b_1 \tau + b_2 \tau^2 + b_3 \tau^3 + b_4 \tau^4 + b_5 \tau^5$$

cette fonction pouvant être utile pour d'autres calculs.

Les résultats que nous obtenons sur cartes perforées sont donc :

- le polynôme δ_g avec l'écart quadratique moyen de la différence entre les points expérimentaux et ce polynôme
- le polynôme δ_1
- les valeurs de δ_1 et δ_g pour un grand nombre de contraintes nécessaires au tracé des courbes.

L'avantage d'un tel programme est qu'il traite les données expérimentales sans aucune hypothèse physique. Les résultats peuvent ainsi être comparés aux différentes théories.

A titre d'exemple, la figure n° 5 montre les points expérimentaux ainsi que les courbes calculées de l'amortissement global et du frottement interne local d'un échantillon parallélépipédique d'aluminium (pureté 99,99 %) trempé depuis 280°C.

Ce programme peut être utilisé dans toute étude de variation du frottement interne avec la contrainte tel que le frottement interne ferromagnétique ou dû aux dislocations.

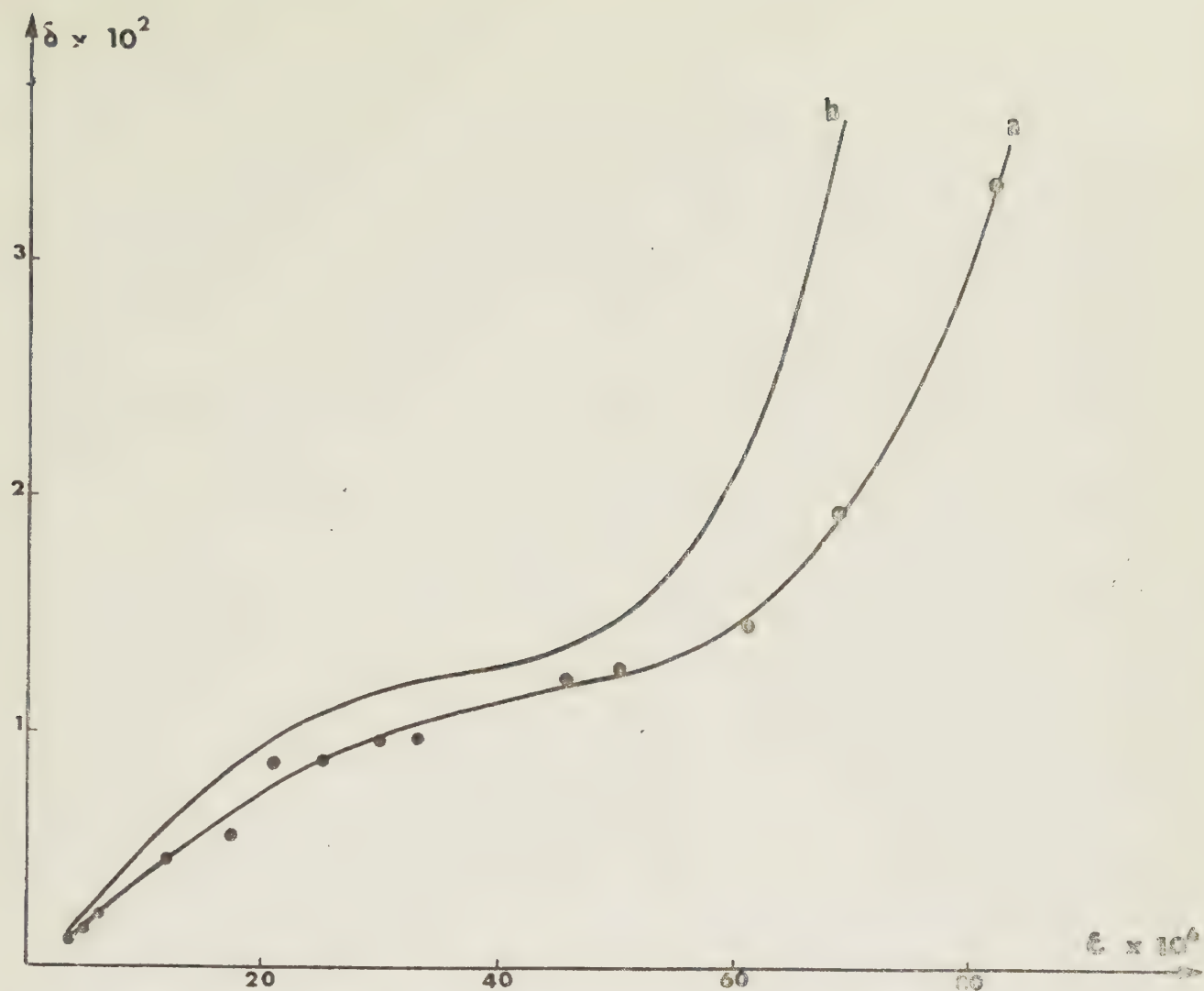


Fig. 5 - Traitement automatique des résultats expérimentaux, représentés par des ".", obtenus avec l'aluminium 99,99 %, recuit 1 h à 600°C, trempé depuis 280°C³⁹.

a- Amortissement global mesuré, tracé en fonction de la déformation de la fibre extérieure de l'échantillon

b- Frottement interne réel calculé en fonction de la déformation.

5 - CONCLUSION

Ainsi nous avons cherché à mettre au point des méthodes de mesure et de calcul adaptées à l'étude du frottement interne dépendant de l'amplitude de la déformation. Nous pensons que notre effort dans ce sens n'est pas terminé, ainsi, il peut paraître plus rigoureux de maintenir un pendule à amplitude constante⁴⁰, et de mesurer, et même d'asservir⁴¹, l'énergie nécessaire à cet entretien au lieu de le laisser osciller librement. De même, les mesures sous des déformations élevées exigent que l'on tienne compte également de la variation du module, etc ...

CHAPITRE II

ETUDE EXPERIMENTALE DU FROTTEMENT INTERNE DEPENDANT DE L'AMPLITUDE DE LA DEFORMATION

Les techniques de mesures et de calcul que nous avons mises au point sont spécialement adaptées à l'étude du frottement interne dépendant de l'amplitude de la déformation et nous avons cherché à les appliquer à un certain nombre d'études.

Nous avons choisi l'aluminium comme matériau de base, mais pour vérifier nos modèles d'interprétation, nous avons été amenés à étendre notre étude à d'autres métaux ou à des alliages.

1 - METHODE EXPERIMENTALE

a) Préparation et traitement des échantillons

Nous avons utilisé un aluminium de pureté 99,98 % et dont les principales impuretés sont en p.p.m., le cuivre : 49, le fer : 12, le magnésium : 9, le zinc : 9 et le silicium : 3. L'alliage aluminium-zinc à 3 % a été élaboré à partir de cet aluminium et de zinc à 99,99 %, le cuivre est de qualité O.F.H.C., le plomb est d'origine commerciale.

Nos éprouvettes sont des parallélépipèdes dont les dimensions doivent respecter les exigences du calcul du frottement interne réel, de façon à ce que les approximations faites restent valables. En particulier, pour que le volume de matière perturbé par l'encastrement dans les mors soit petit devant le volume total de l'éprouvette, le rapport de la longueur à la largeur doit être supérieur ou égal à 10. Pour utiliser la relation simplifiée : $\tau = 2 G \theta x$, le rapport de la largeur à l'épaisseur doit être supérieur ou égal à 4.

Dans ces conditions, il nous a paru raisonnable d'adopter généralement des éprouvettes de dimensions : 80 x 7 x 0,8 mm.

Le métal brut de coulée est laminé à la température ambiante d'une épaisseur de 10 à 0,8 mm. Les plaques sont laminées alternativement dans deux directions perpendiculaires par passes de 0,2 mm et recuites trois fois à 350°C, de façon à homogénéiser le grain. Après le dernier recuit, le taux d'écrouissage est de l'ordre de 65 %. Tous les échantillons sont recuits ensuite 1 heure à 600°C et refroidis au four, la dimension moyenne des grains est alors 0,5 mm² et on observe aux R.X. une orientation préférentielle des plans (200) et (111) parallèlement à la surface.

Les éprouvettes peuvent alors subir le traitement choisi : trempe dans l'eau adoucie à 20°C, écrouissage par traction, revenu, etc ... Généralement les éprouvettes vieillissent 24 heures à la température ambiante entre chaque traitement et entre le dernier traitement et la mesure de frottement interne, ceci afin d'éviter que les effets du temps de vieillissement⁴²⁻⁴⁵ n'entraînent trop de dispersion dans les mesures.

b) Mesure du frottement interne

Dans la plupart des expériences, nous avons utilisé le pendule inversé décrit précédemment, à la fréquence de 0,5 cycle/sec. Après fixation de l'éprouvette, un temps de vieillissement de 4 heures a été généralement respecté afin de permettre la restauration d'une partie des effets de la manipulation de l'éprouvette ou "handling". L'utilisation du pendule inversé-composé, exige également que le frottement interne des fils de suspension soit parfaitement connu, il est donc nécessaire d'observer un temps de repos suffisant après fixation de l'éprouvette^{19,20,46}.

Le tracé de la courbe $\delta = f(\epsilon)$, c'est-à-dire frottement interne en fonction de l'amplitude de la déformation, commence par la plus faible contrainte, c'est-à-dire, à peu près $1,5 \cdot 10^{-6}$. Puis l'échantillon est soumis à une déformation légèrement plus élevée, par exemple 2 à $3 \cdot 10^{-6}$, etc ... Lorsque le frottement interne varie avec la déformation, le nombre n d'oscillations servant au calcul de δ dans la relation (8) doit être diminué et tend vers 1 dans le domaine Δ_p .

Des essais de reproductibilité réalisés sur des échantillons qui ne sont pas modifiés par la mesure, montrent que nous pouvons obtenir le frottement interne avec une erreur relative de 2 %. La courbe $\delta = f(\epsilon)$ peut être tracée avec une erreur de l'ordre de 5 %, mais on constate une dispersion d'un échantillon à l'autre, dont les principales causes semblent être : la préparation, les traitements thermomécaniques et, principalement dans le cas des échantillons recuits, la fixation sur le pendule.

Afin d'avoir une estimation de la dispersion globale, nous montrons sur les figures 6 et 7 les courbes qui enveloppent tous les points expérimentaux obtenus dans chaque cas avec 4 échantillons. Chaque ensemble de résultats représente un état caractéristique :

6-a : aluminium laminé à l'ambiante de 65 %

6-b : puis recuit 1^h à 600°C et refroidi au four

6-c : enfin trempé à l'eau depuis 560°C

7-a : aluminium revenu 1^h à 600°C, refroidi au four et déformé de 1 %.

La mesure est faite 1 heure après déformation

7-b : idem, mais la mesure est faite 24^h après déformation

7-c : aluminium trempé depuis 560°C, puis revenu 1^h à 260°C.

Bien que les bandes de dispersion soient relativement importantes, à l'intérieur de celles-ci les courbes gardent la même forme et les différences restent importantes entre les différents types des courbes.

2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les figures 6 et 7 représentent, comme nous l'avons vu, l'amortissement global en fonction de la déformation de plusieurs lots d'éprouvettes. Sur les figures 8 à 13, nous représentons directement en frottement interne réel, les résultats obtenus en appliquant différents traitements à l'aluminium utilisé.

Sur les figures suivantes, de 14 à 20, nous représentons le frottement interne réel d'autres matériaux : alliage aluminium-zinc à 3 %, cuivre, plomb. Dans le cas de l'aluminium-zinc et du cuivre, nous avons cru devoir présenter également

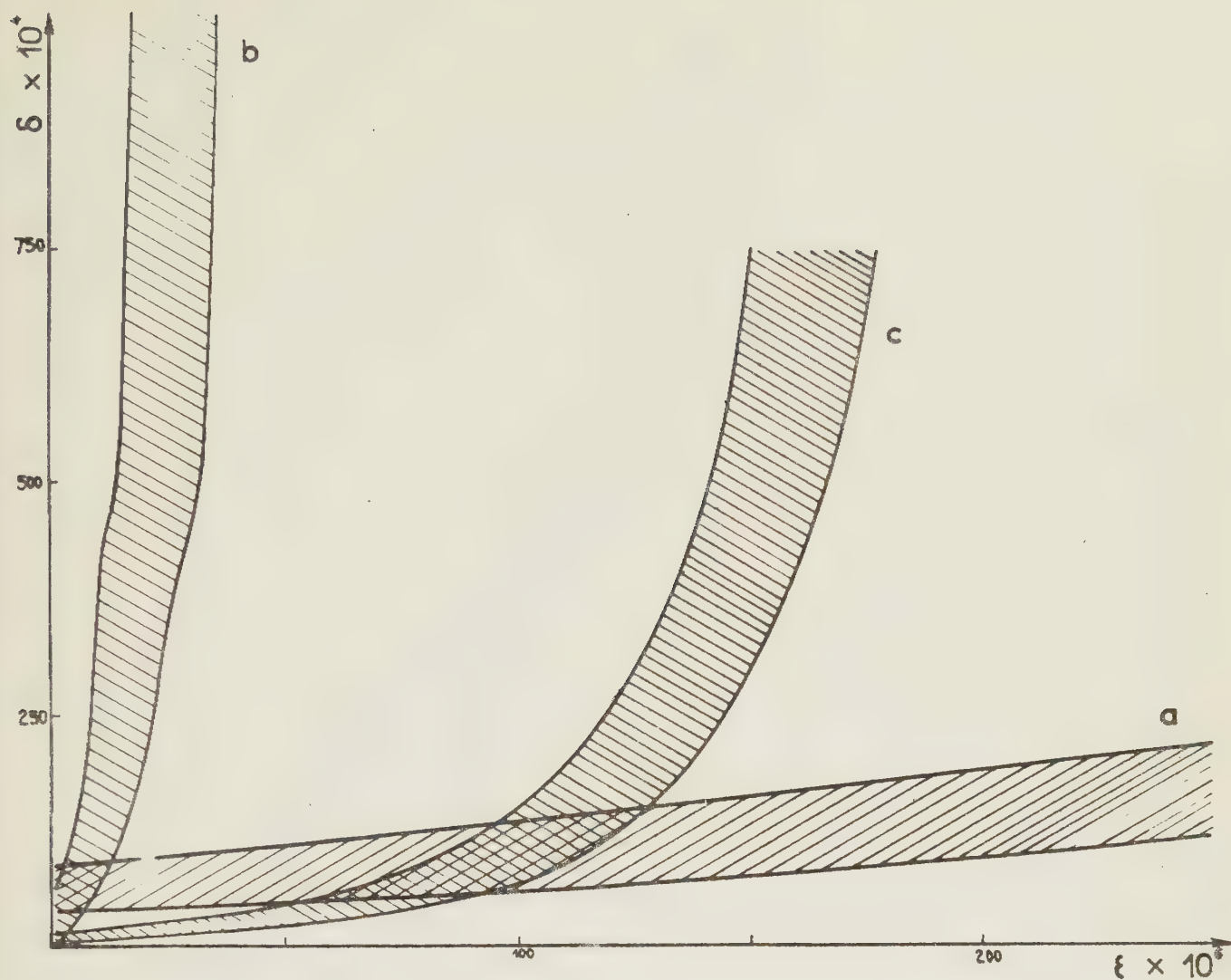


Fig. 6 - Faisceau de dispersion des points expérimentaux.

- a) aluminium laminé de 65 % à la température ambiante
- b) aluminium recuit 1 h à 600°C et refroidi au four
- c) aluminium trempé à l'eau depuis 550°C.



Fig. 7 - Faisceau de dispersion des points expérimentaux

- a) aluminium écroui de 1 % après recuit 1^h à 600°C, mesuré 1^h après écrouissage.
- b) idem mais mesuré 24^h après écrouissage
- c) aluminium trempé depuis 560°C après recuit à 600°C, puis revenu 1^h à 260°C.

les points expérimentaux qui ont servi au calcul pour confirmer l'aspect spectaculaire des courbes obtenues.

a) Etude de l'aluminium écroui et recuit

Le frottement interne de l'aluminium brut de laminage (fig. 6- a, 11- a) est en moyenne assez élevé dès le début des mesures, de l'ordre de $70 \cdot 10^{-4}$. Il augmente pratiquement dès le début, mais cette augmentation est très lente. Pour des déformations plus élevées que celles représentées sur les figures, nous avons pu constater une croissance plus rapide du frottement interne.

La courbe du frottement interne de l'aluminium recuit et refroidi au four est très différente (fig. 6- b, 9- a, 11 et 12). Aux plus faibles déformations le frottement interne est faible, mais il augmente très rapidement puisqu'il peut atteindre plusieurs milliers d'unités 10^{-4} pour une déformation de $40 \cdot 10^{-6}$. Nous remarquons un point d'inflexion sur la courbe, aux environs de $10 \cdot 10^{-6}$, la persistance de cette anomalie d'une courbe à l'autre nous a incité à la faire figurer sur la bande de dispersion (fig. 6- b). A l'aide du pendule inversé-composé, nous avons pu mesurer le frottement interne à plus faible déformation ($5 \cdot 10^{-7}$) et obtenu une valeur de l'ordre de 1 à $2 \cdot 10^{-4}$ (mais avec une erreur relative énorme).

b) Frottement interne de l'aluminium trempé

Des éprouvettes recuites 1 heure à 600°C et refroidies au four ont été trempées depuis différentes températures et étudiées 24 heures plus tard. La figure 8 montre l'influence de la température de trempe sur la courbe $\delta_1 = f(\epsilon)$. On note la présence de deux types de courbe. L'un correspond aux trempes à partir de températures inférieures à 300°C et se rapproche de la courbe de l'état recuit et refroidi au four. L'autre correspond aux trempes depuis les températures supérieures ; il est d'un type nouveau, c'est celui de l'état trempé : aux faibles déformations, le frottement interne est constant, son niveau est $10 \cdot 10^{-4}$. A partir d'une certaine déformation de l'ordre de $30 \cdot 10^{-6}$, le frottement interne augmente d'abord très lentement, puis très rapidement avec une pente qui se rapproche de celle de la courbe de l'état recuit refroidi au four.

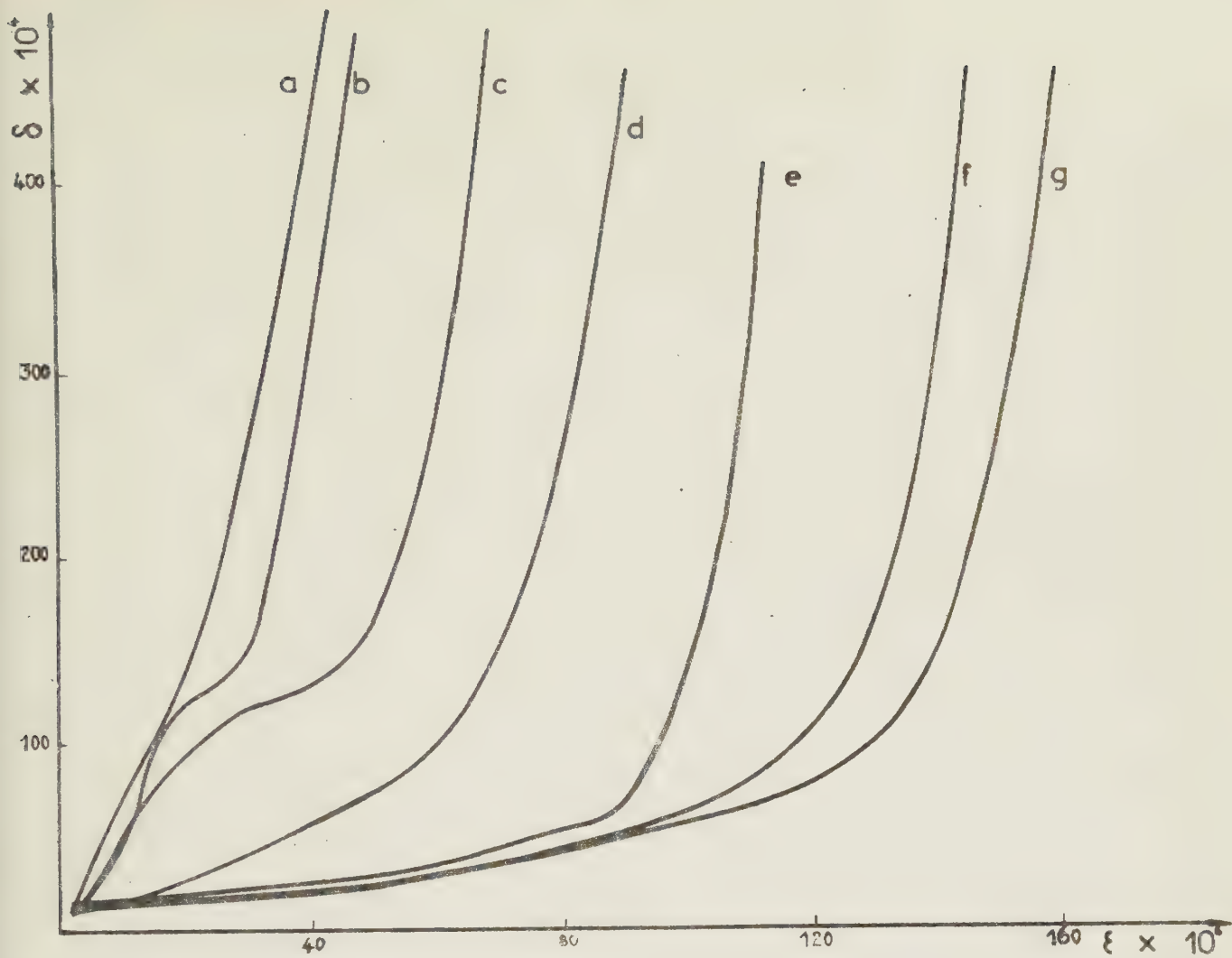


Fig. 8 - Influence de la température de trempe sur le frottement interne réel de l'aluminium recuit 1 h à 600°C.

- a) $T = 160^\circ\text{C}$
- b) $T = 200^\circ\text{C}$
- c) $T = 280^\circ\text{C}$
- d) $T = 300^\circ\text{C}$
- e) $T = 420^\circ\text{C}$
- f) $T = 560^\circ\text{C}$
- g) $T = 600^\circ\text{C}$

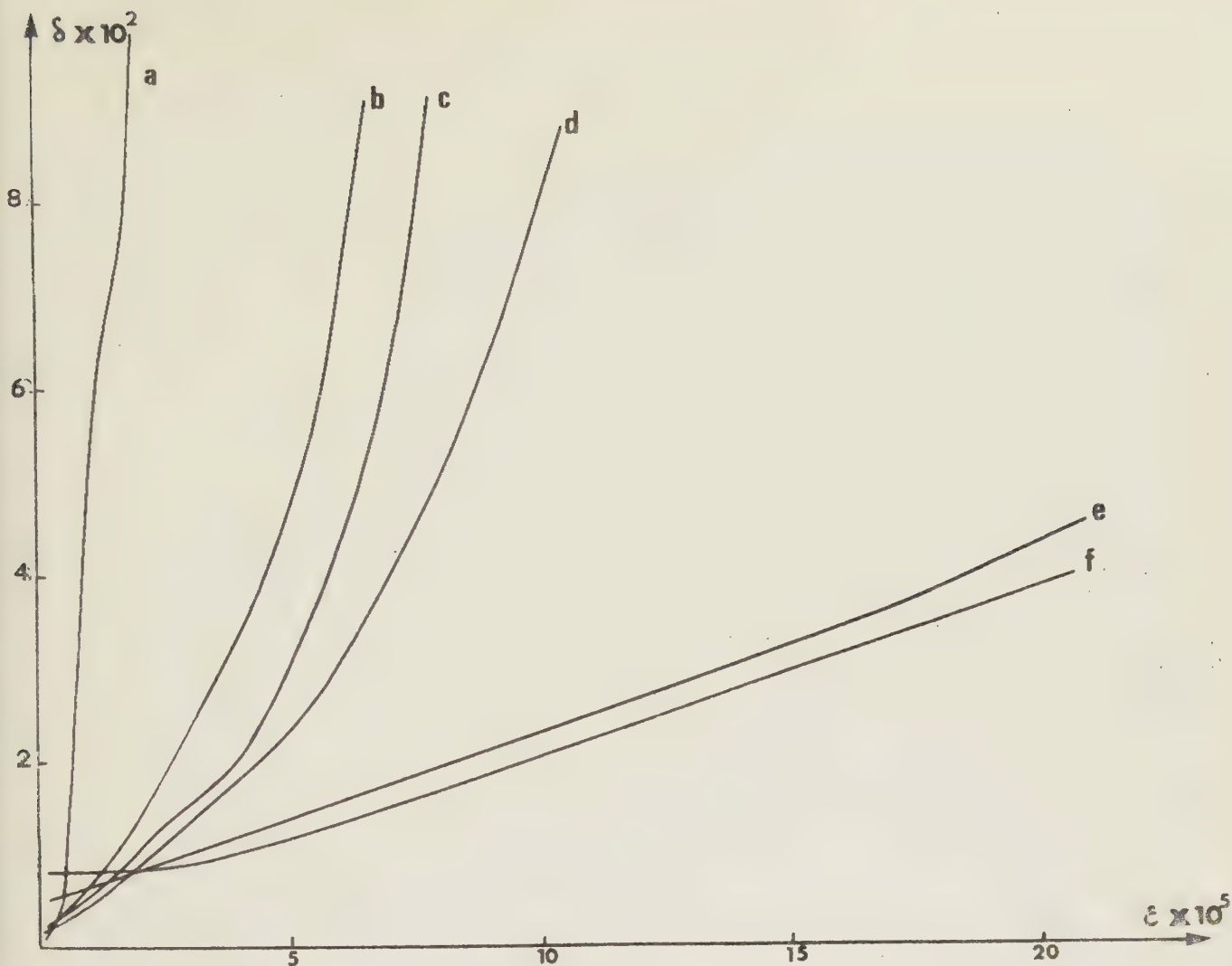


Fig. 9 - Influence du taux d'écreuissage sur le frottement interne réel de l'aluminium recuit 1 h à 600°C et refroidi au four.

- a) Pas d'écreuissage
- b) Ecreuissage de 0,25 %
- c) Ecreuissage de 0,6 %
- d) Ecreuissage de 1 %
- e) Ecreuissage de 5 %
- f) Ecreuissage de 10 %

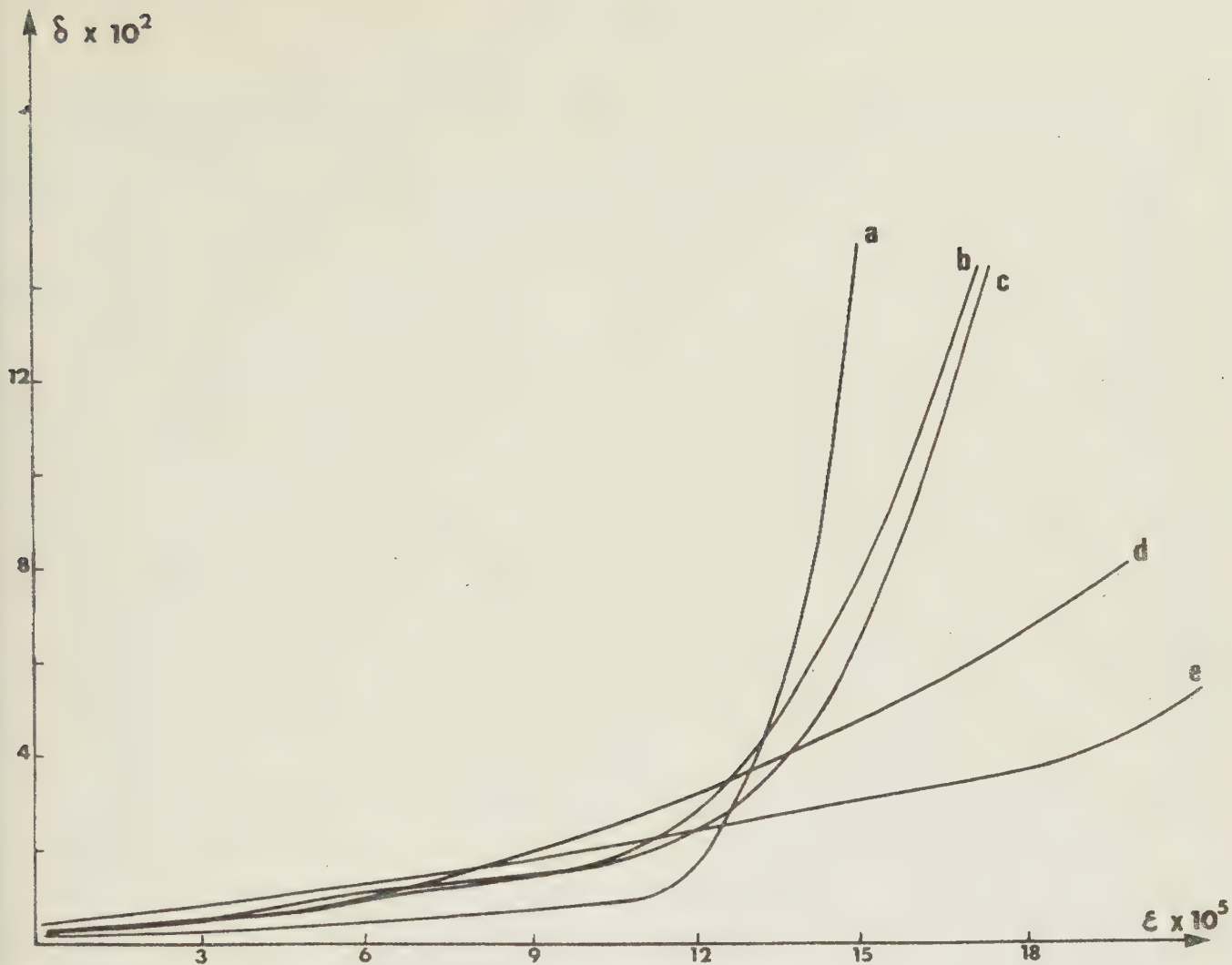


Fig. 10 - Influence du taux d'écreuissage sur le frottement interne réel de l'aluminium trempé depuis 560°.

- a) Pas d'écreuissage
- b) Ecreuissage de 0,25 %
- c) Ecreuissage de 0,6 %
- d) Ecreuissage de 1 %
- e) Ecreuissage de 5 %

Nous devons remarquer que le fond continu Δ_B est plus élevé que celui de l'état refroidi au four. Ceci est en accord avec Panseri, Federighi et Gelli⁴³ qui ont travaillé à des fréquences plus élevées. Remarquons également que dans le premier type de courbe les deux stades de croissance du frottement interne qui n'étaient séparés que par un point d'inflexion après refroidissement au four, sont maintenant nettement différenciés par une sorte de palier. Enfin, sur l'ensemble de la figure 8, on peut constater que la position en contrainte de la zone rapidement ascendante du frottement interne varie comme la température de trempe tandis que la pente reste pratiquement inchangée.

c) Influence du taux d'écrouissage sur le frottement interne de l'aluminium refroidi au four et de l'aluminium trempé.

Les figures 9 et 10 montrent comment le taux d'écrouissage par tension fait évoluer le frottement interne de l'aluminium recuit puis refroidi au four et celui de l'aluminium trempé depuis 560°C.

La courbe de l'aluminium refroidi au four (fig. 9-a), tend vers celle obtenue après un laminage important (fig. 11-a). Le fond continu Δ_B augmente en fonction du taux d'écrouissage jusqu'à atteindre 80.10^{-4} pour une déformation de 10 % ; dans le même temps, le frottement interne devient moins sensible à la déformation de mesure, il n'augmente que lentement avec la déformation. Notons que les premiers seuils de la déformation ont la plus grande importance sur l'évolution de la courbe $\delta = f(\epsilon)$ et que les résultats présentés sont en accord avec ceux de Caswell⁴⁷.

L'effet d'un écrouissage sur une éprouvette trempée est moins spectaculaire que sur une éprouvette refroidie au four. Cependant cette étude réalisée sur un aluminium trempé depuis 560°C et vieilli 24 heures à l'ambiante montre une évolution susceptible d'apporter des renseignements intéressants. Après le tracé de la courbe (a) du matériau brut de trempe, sans toucher à l'éprouvette, nous avons de nouveau mesuré son frottement interne 24 heures plus tard. La courbe (b) représente donc le frottement interne de l'aluminium trempé puis sollicité en torsion pour réaliser la mesure du frottement interne jusqu'à 150.10^{-6} sur la fibre la plus déformée. Nous voyons sur la figure que la déformation due à la mesure

du frottement interne, provoque un décalage vers les plus faibles contraintes du seuil à partir duquel le frottement interne augmente rapidement. Par contre, la pente de cette augmentation diminue. Cet effet est amplifié pour des taux d'écrouissage croissants comme le montrent les courbes de (c) à (g), si bien que le frottement interne devient de moins en moins dépendant de l'amplitude de la déformation comme l'aluminium écroui. Le fond continu Δ_B augmente, cette augmentation ne devient sensible qu'à partir d'un écrouissage de 5 % et de toutes façons, Δ_B reste toujours inférieur à celui de l'aluminium refroidi au four, puis écroui d'un taux équivalent.

d) Influence d'un revenu sur le frottement interne de l'aluminium écroui et de l'aluminium trempé.

Un lot d'éprouvettes écrouies par laminage et d'éprouvettes trempées depuis 575°C a été revenu 1 heure à différentes températures de 20 à 600°C. Les figures 11 et 12 représentent les résultats obtenus 24 heures après traitement.

Par revenu de l'aluminium laminé, à une température inférieure ou égale à 220°C, on ne note pas de changement important dans le type de courbe qui reste celui du matériau écroui. Par contre, nous remarquons, en accord avec d'autres auteurs^{48,91,92}, que le fond continu Δ_B tend à décroître puisqu'il passe de 85 à 35.10^{-4} après 1 heure à 175°C. Dans le même temps, on constate que le frottement interne augmente un peu plus avec la déformation de mesure. Entre 220 et 250°C, la courbe $\delta_1 = f(\epsilon)$ change brutalement pour se rapprocher de celle obtenue après recuit et refroidissement au four : le frottement interne augmente dès les premières mesures puis présente une double inflexion à un niveau de l'ordre de 50.10^{-4} et enfin croît très rapidement parallèlement à celui du métal recuit à 600°C. Par mesure de dureté, nous avons vérifié que l'intervalle de température qui sépare les deux types de courbe, correspond au domaine de la recristallisation.

Dès les revenus à basse température de l'aluminium trempé, on observe une évolution : le seuil de déformation à partir duquel le frottement interne augmente rapidement, diminue, tandis que la pente de la zone croissante reste pratiquement inchangée. Aux températures de revenu supérieures à 220°C, correspond un

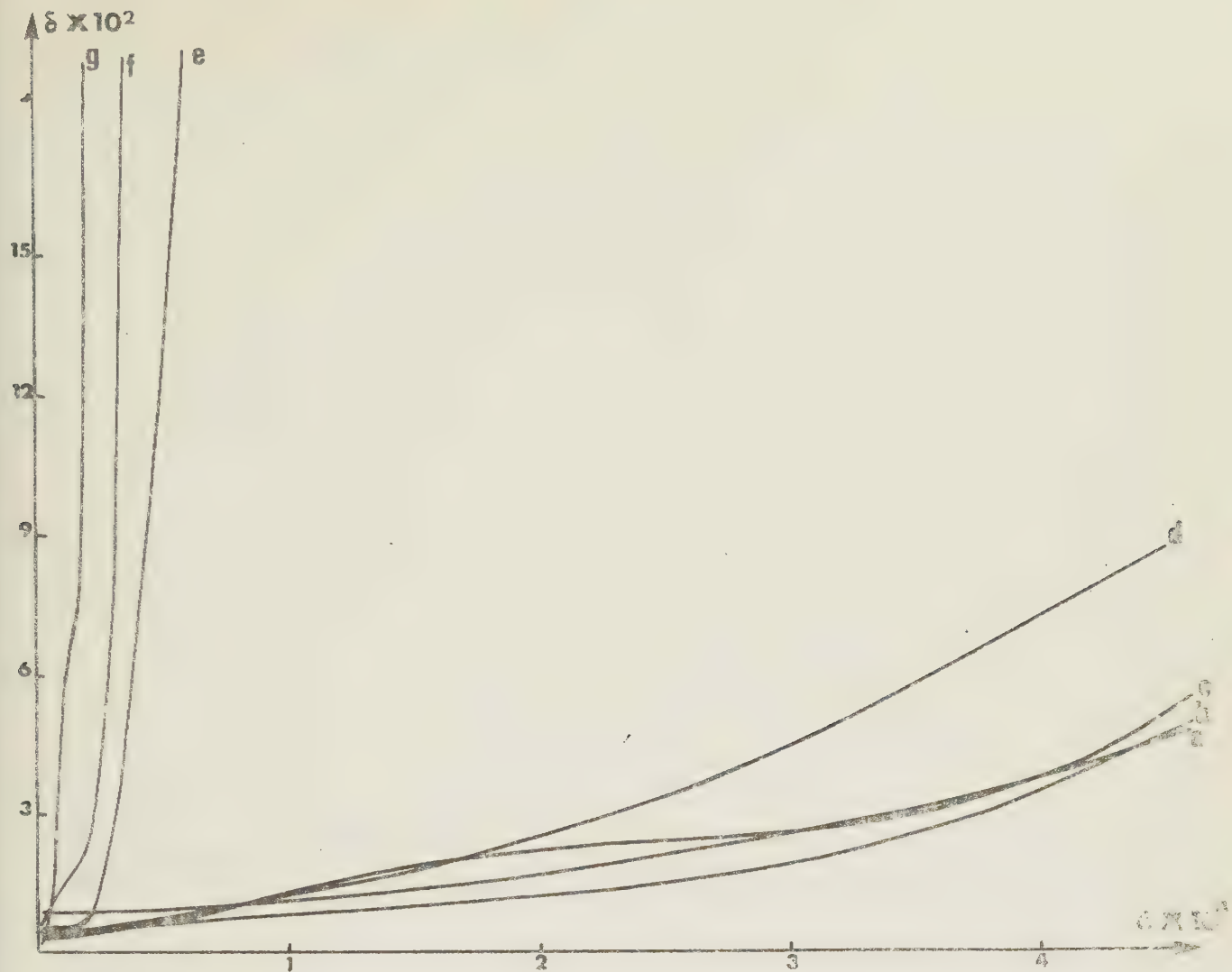


Fig. 11 - Influence de la température de revenu sur le relâchement interne réel de l'aluminium laminé de 65 % à la température ambiante.

- a) Pas de revenu
- b) Revenu 1 h à 175°C
- c) Revenu 1 h à 190°C
- d) Revenu 1 h à 220°C
- e) Revenu 1 h à 320°C
- f) Revenu 1 h à 410°C
- g) Revenu 1 h à 600°C.

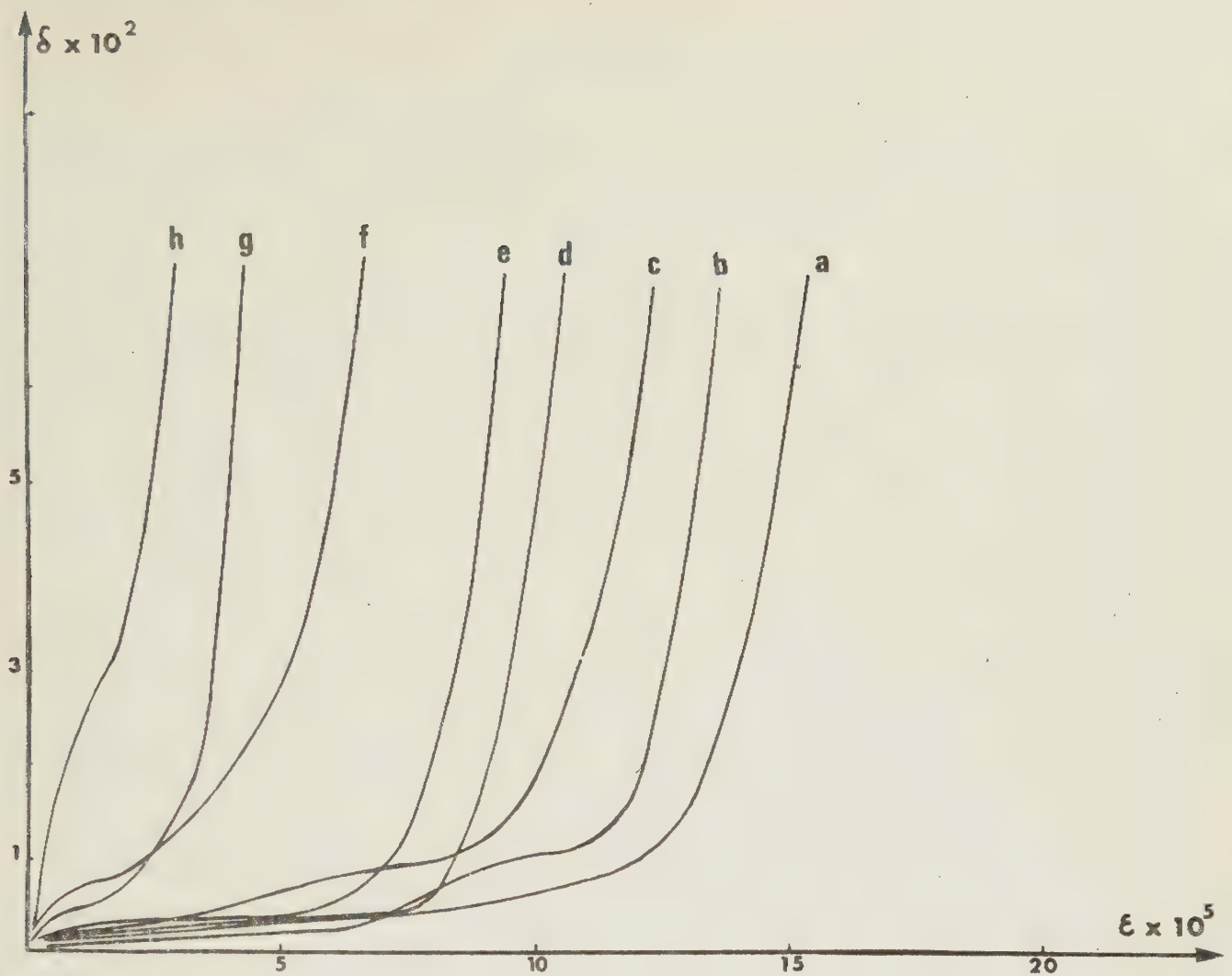


Fig. 12 - Influence de la température de revenu sur le frottement interne réel de l'aluminium trempé depuis 560°C.

- a) Pas de revenu
- b) Revenu 1 h à 85°C
- c) Revenu 1 h à 175°C
- d) Revenu 1 h à 190°C
- e) Revenu 1 h à 220°C
- f) Revenu 1 h à 250°C
- g) Revenu 1 h à 420°C
- h) Revenu 1 h à 500°C

type de courbe qui se rapproche de l'état refroidi au four, mais où deux zones de croissance du frottement interne sont nettement séparées par une sorte de palier.

e) Influence de la manipulation et de la mesure sur le frottement interne réel de l'aluminium trempé depuis 560°C et revenu 1 heure à 260°C (fig. 13).

Au cours de cette série d'essais, nous voulions étudier l'influence du léger écrouissage qui accompagne la fixation de l'éprouvette puis la mesure, sur l'aspect de la courbe $\delta_1 = f(\epsilon)$. Nous avons repris un traitement pour lequel nous avons observé nettement une double inflexion dans la croissance du frottement interne. La courbe (a) est celle obtenue 1/4 heure après fixation de l'éprouvette sur le pendule et la courbe (b) correspond à la même éprouvette vieillie 2 jours sur le pendule. Nous pouvons constater que la restauration des effets du handling et d'une mesure limitée aux faibles déformations atténue considérablement la première zone de croissance du frottement interne. La courbe (c) est obtenue 2 heures après un lancement qui a provoqué sur la fibre extérieure une déformation de l'ordre de $150 \cdot 10^{-6}$. Dans ce cas, l'effet que nous étudions est exacerbé. Nous avons pu constater que 15 jours plus tard, l'éprouvette restée fixée sur le pendule a redonné à peu près la courbe (b).

f) Etude de l'influence d'un léger écrouissage sur le frottement interne d'un alliage aluminium-zinc à 3 %, recuit 1 heure à 500°C refroidi au four.

Nous représentons conjointement les points expérimentaux $\delta_g = f(\epsilon_{\max})$ sur la figure 14 et les courbes calculées à partir de ces points $\delta_1 = f(\epsilon)$ sur la figure 15. Ces résultats sont limités au domaine où apparaissent les deux types de frottement interne que nous nous proposons d'étudier. Le frottement interne de l'alliage brut de laminage (e) croît continuellement et lentement. La courbe (a) d'une éprouvette recuite et refroidie au four, présente une croissance également régulière mais beaucoup plus rapide.

L'écrouissage après recuit complique l'aspect des courbes (b), (c) et (d) correspondant à des allongements de 1, 1,5 et 2,5 %. Il apparaît, dans ces conditions, que le frottement interne passe par un maximum suivi d'une nette décroissance. La détermination expérimentale de ϵ_p seuil à partir duquel apparaît une

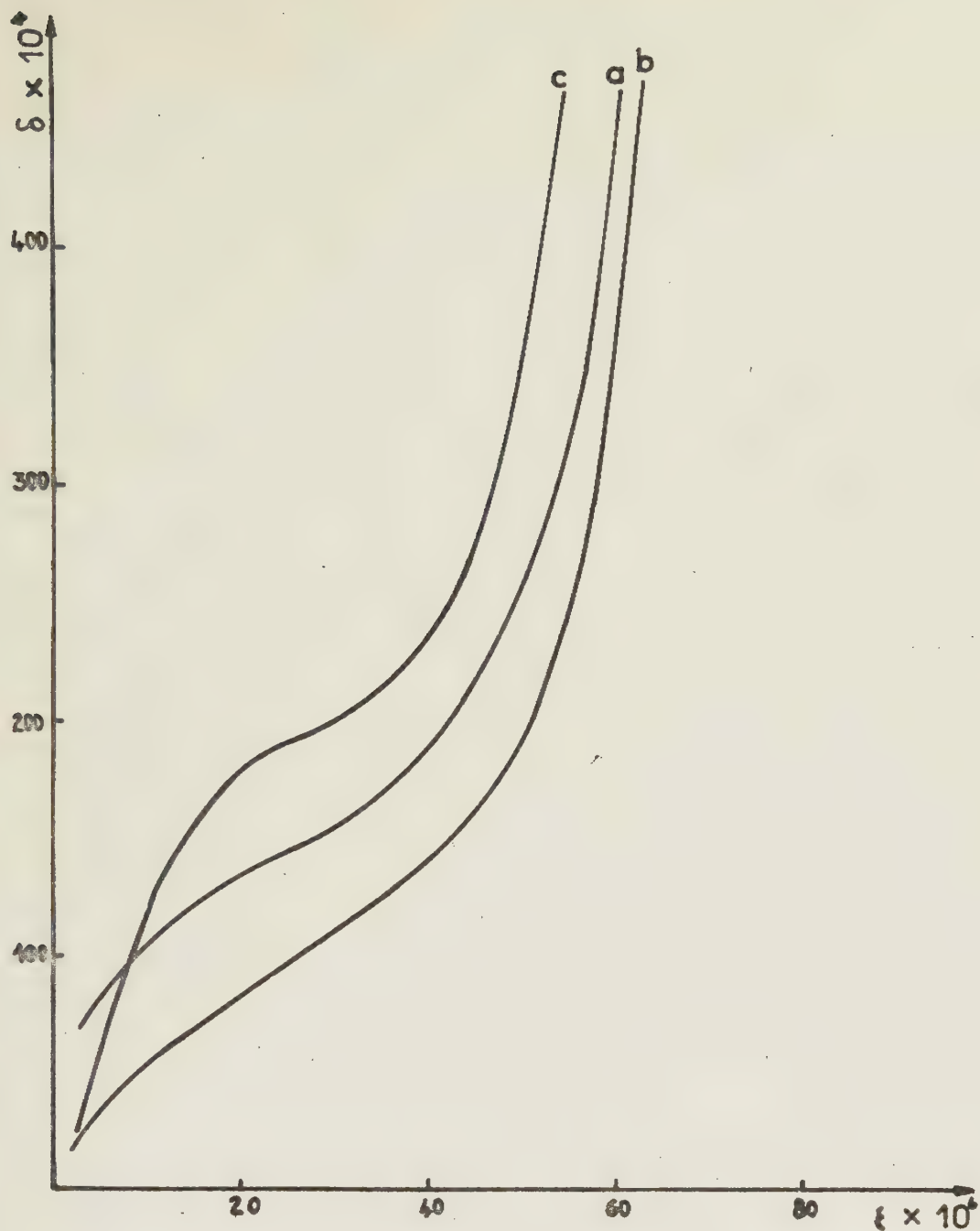


Fig. 13 - Etude de la sensibilité d'une éprouvette à la fixation sur le pendule et à la mesure.

Cas d'un aluminium trempé depuis 560°C et revenu 1 h à 260°C.

a) 1/4 h après fixation

b) 2 jours après fixation

c) 2 heures après une mesure à $150 \cdot 10^{-6}$

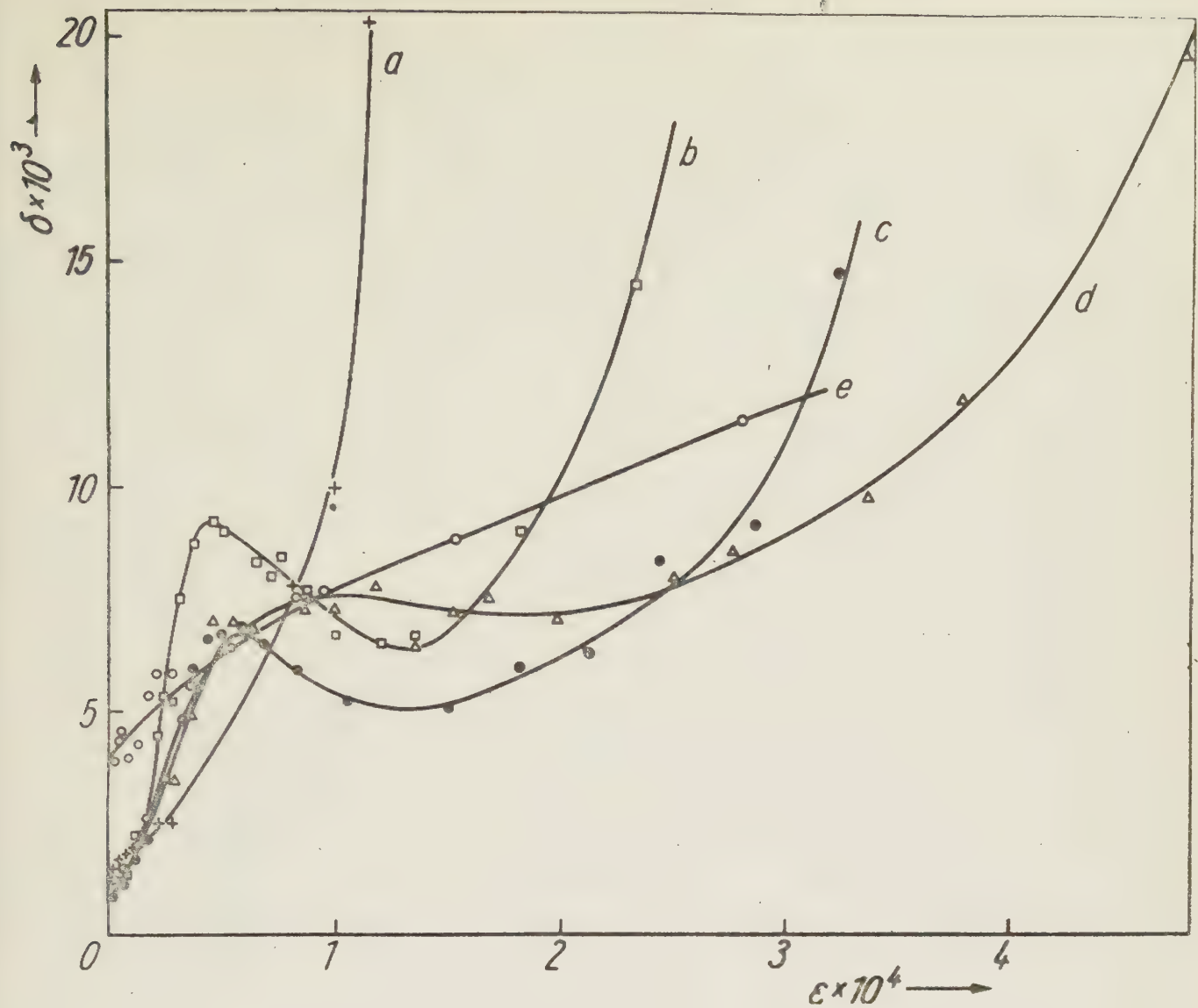


Fig. 14 - Influence du taux d'écreuissage sur le frottement interne global de l'alliage aluminium-zinc à 3 % recuit 1 h à 500°C et refroidi au four.

- a) Pas d'écreuissage
- b) Ecreuissage de 1 %
- c) Ecreuissage de 1,5 %
- d) Ecreuissage de 2,5 %
- e) Laminé

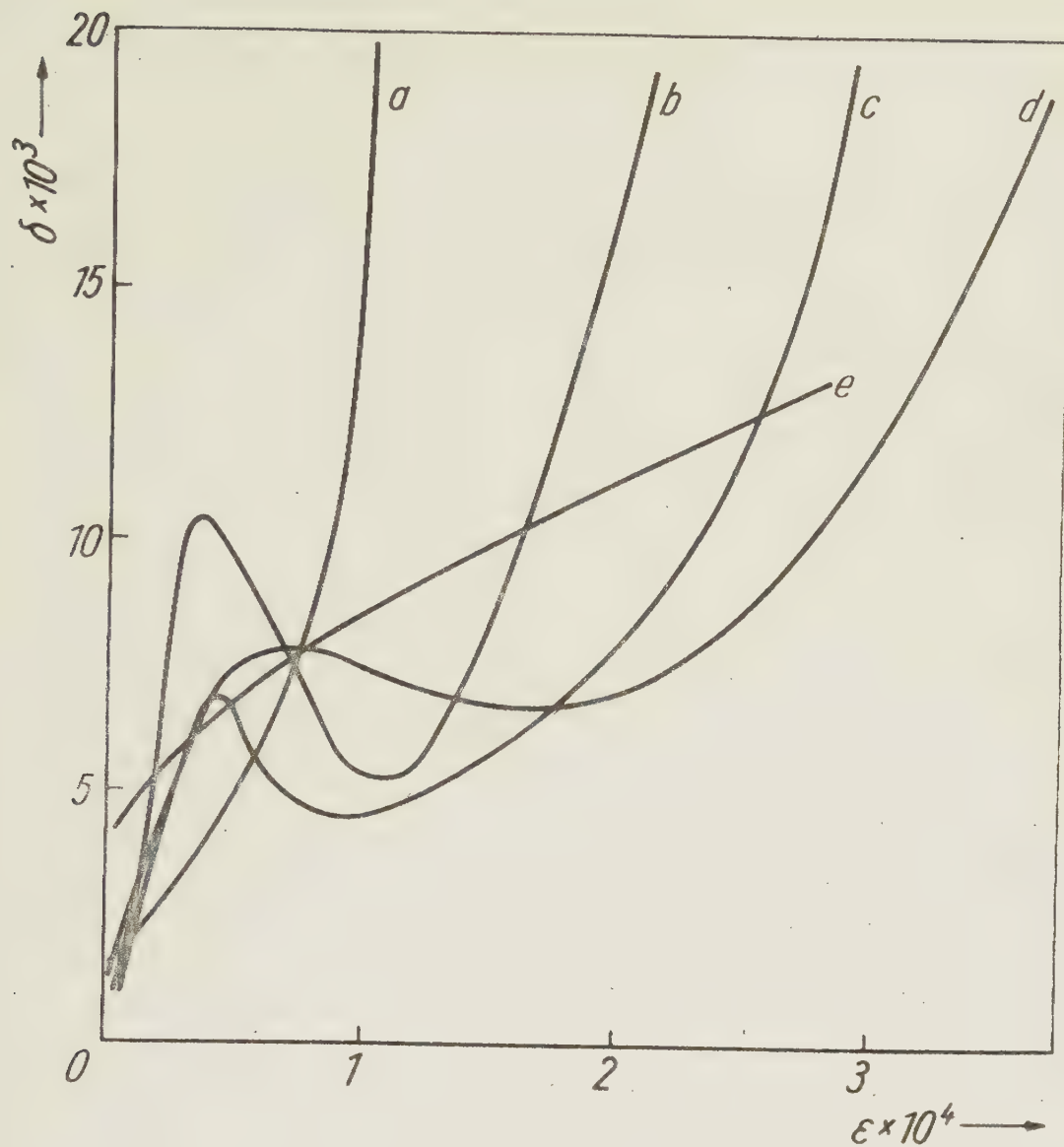


Fig. 15 - Influence du taux d'écreuissage sur le frottement interne réel de l'alliage aluminium-zinc à 3 % recuit et refroidi au four. Les courbes sont calculées à partir des points expérimentaux représentés sur la figure 14.

déformation permanente permet de localiser le début de la déformation plastique²⁹. Nous avons trouvé que ϵ_p varie de 25.10^{-6} à l'état recuit, à 75.10^{-6} à l'état écroui.

g) Influence du temps de vieillissement à l'ambiante sur le frottement interne de l'aluminium-zinc, recuit, refroidi au four et écroui.

Afin de préciser le rôle éventuel du temps de vieillissement à la température ambiante sur l'aspect de la courbe $\delta = f(\epsilon)$, nous avons écroui de 1 %, un alliage aluminium-zinc à 3 % recuit 12 heures à 550°C. La figure 16 représente le frottement interne réel obtenu (a) après refroidissement au four, puis à des temps croissants de vieillissement sur le pendule : (b) : 1/4 heure, (c) : 1 heure, (d) : 18 heures (après 4 heures la courbe est identique à (c)).

les courbes (b) et (c) présentent un net minimum qui rappelle celui des deux figures précédentes. Nous constatons que cet effet a disparu 18 heures après écrouissage. Ce résultat est à rapprocher de celui obtenu dans le cas de l'aluminium et représenté sur la figure 13.

h) Influence du taux d'écrouissage sur le frottement interne réel du cuivre O.F.H.C. recuit puis refroidi au four (fig. 17 et 18) ou trempé (fig. 19).

Nous avons cherché à refaire les expériences précédentes sur un matériau autre que l'aluminium. Le cuivre utilisé, de qualité OFHC a été recuit sous vide 6 heures à 1000°C et refroidi au four. La courbe (a) représente le frottement interne de cet état, la croissance est régulière et rapide. Des taux d'écrouissage croissants ont été appliqués : (b) 1 %, (c) 2,5 %, (d) 6 %. La courbe (b) présente une inflexion qui sépare nettement deux zones de croissance rapide du frottement interne, la courbe (c) possède un véritable palier entre les deux zones. Nous constatons donc une fois encore que l'écrouissage favorise la distinction entre deux domaines de croissance du frottement interne. La courbe (d) rappelle le frottement interne de l'aluminium ou de l'aluminium-zinc bien écroui.

L'influence d'un écrouissage sur le frottement interne du cuivre trempé à l'eau depuis 900°C (fig. 19) rappelle les résultats obtenus dans le cas de l'aluminium. La croissance du frottement interne commence pour de plus faibles défor-

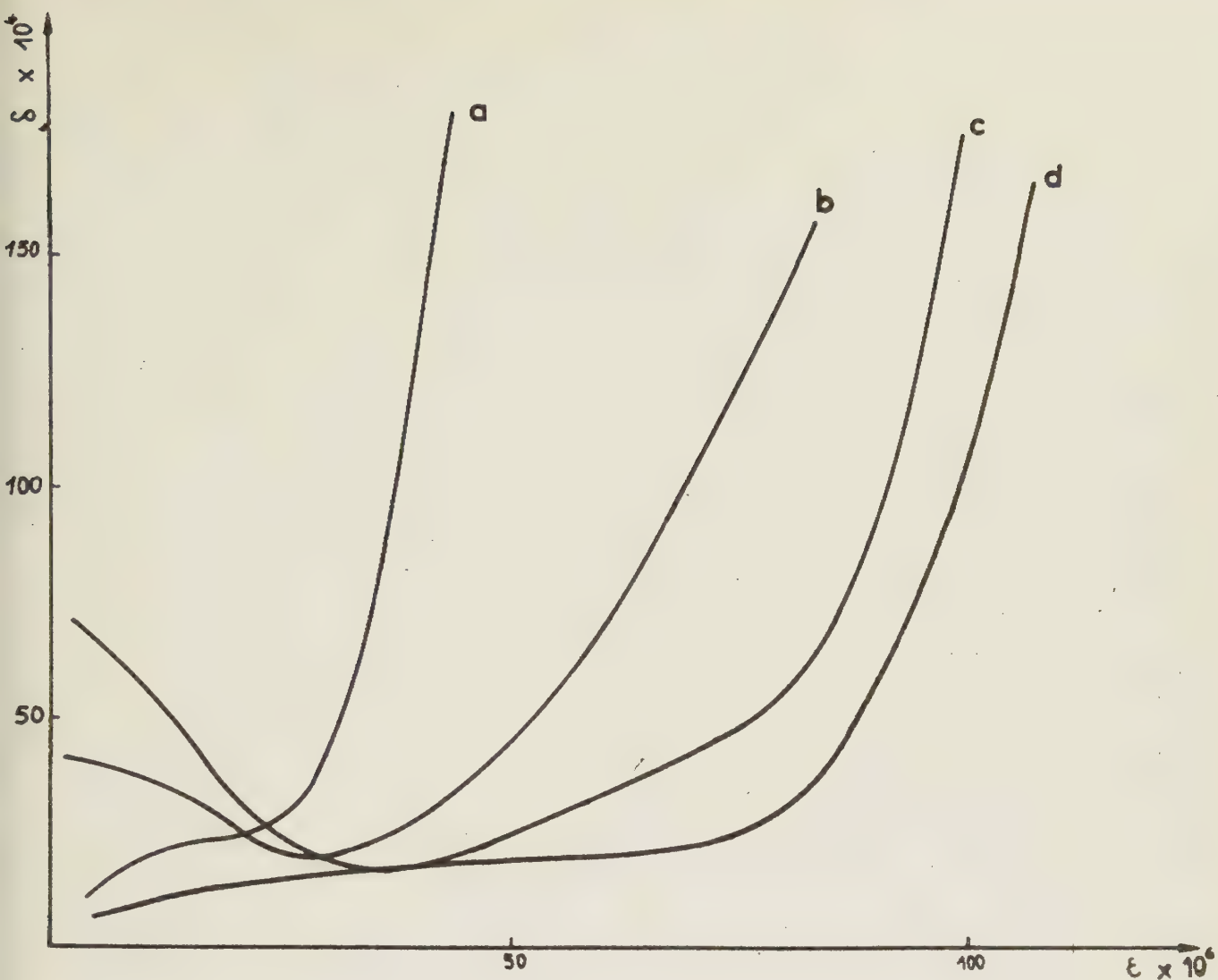


Fig. 16 - Influence du temps après écreuissage de 1 % sur le frottement interne réel de l'alliage aluminium-zinc à 3 % recuit 12 h à 550°C et refroidi au four.

- a) Avant écreuissage
- b) 1/4 h après écreuissage.
- c) 1 h après écreuissage
- d) 18 h après écreuissage.

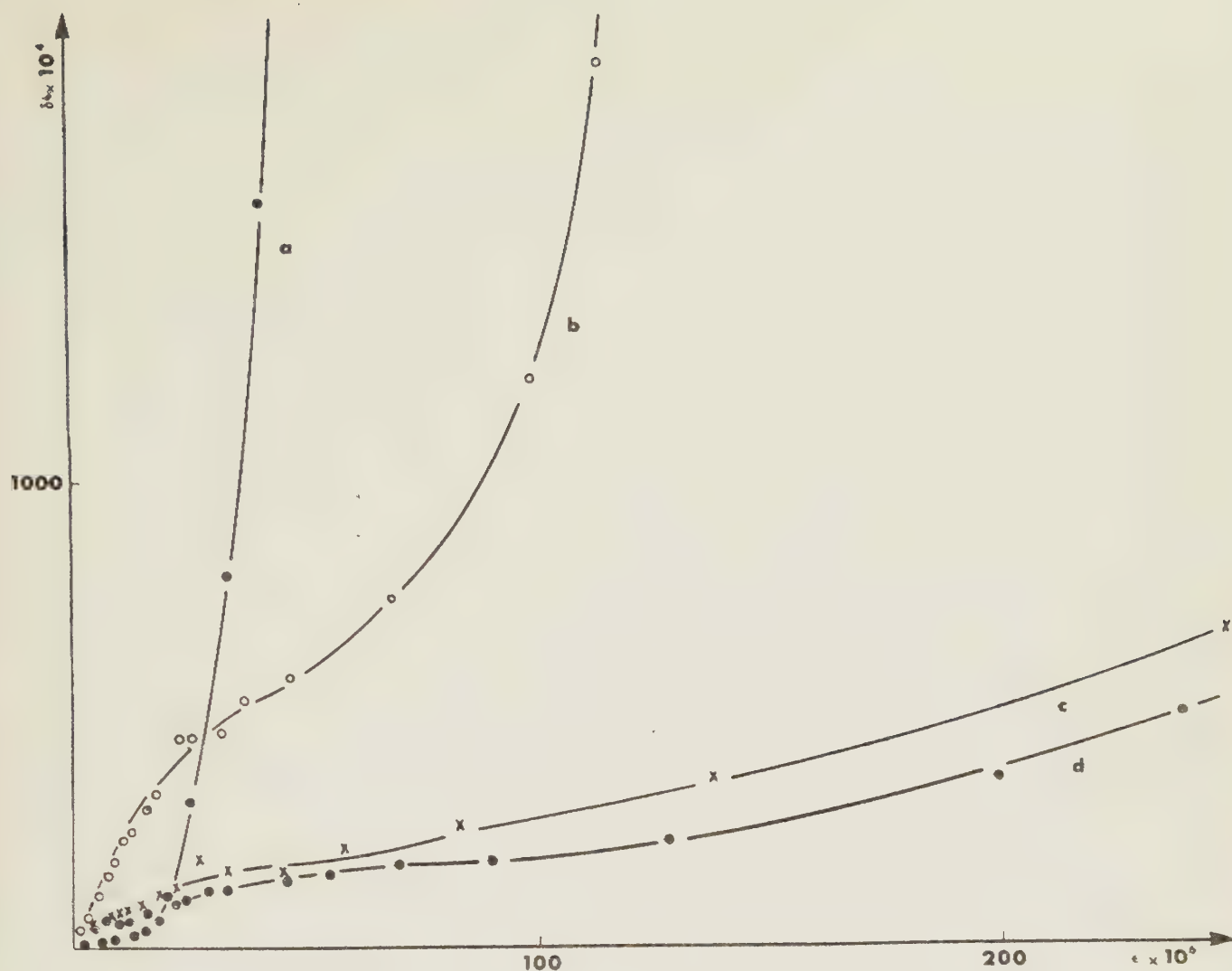


Fig. 17 - Influence du taux d'écreuissage sur le frottement interne global du cuivre OFHC recuit sous vide 6 h à 1000°C et refroidi au four.

- a) Pas d'écreuissage
- b) Ecreuissage de 1 %
- c) Ecreuissage de 2,5 %
- d) Ecreuissage de 6 %.

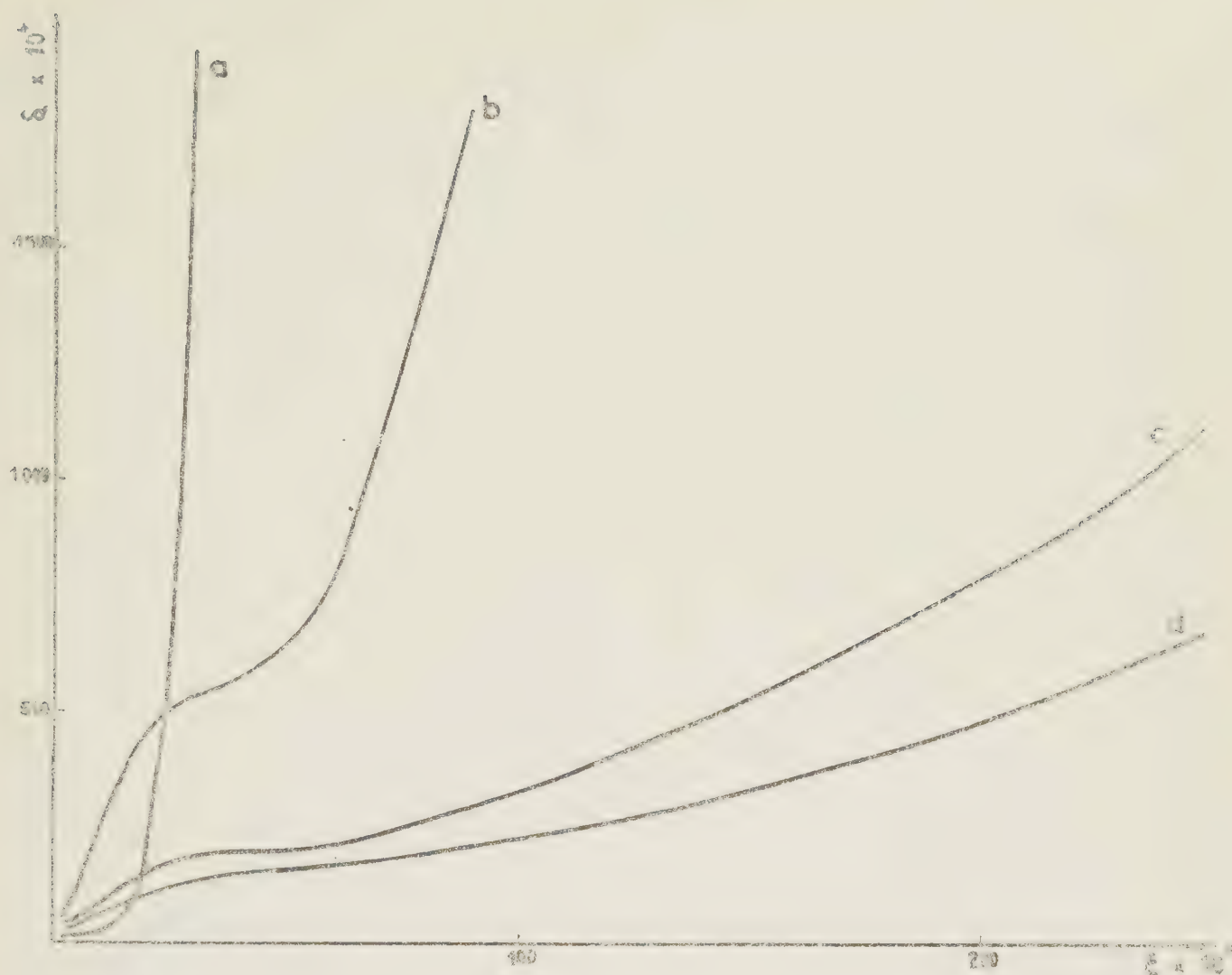


Fig. 18 = Influence du taux d'échauffage sur le frettage interne réel du cuivre OFHC recuit et refroidi au four. Les courbes sont calculées à partir des points expérimentaux représentés sur la figure 17.

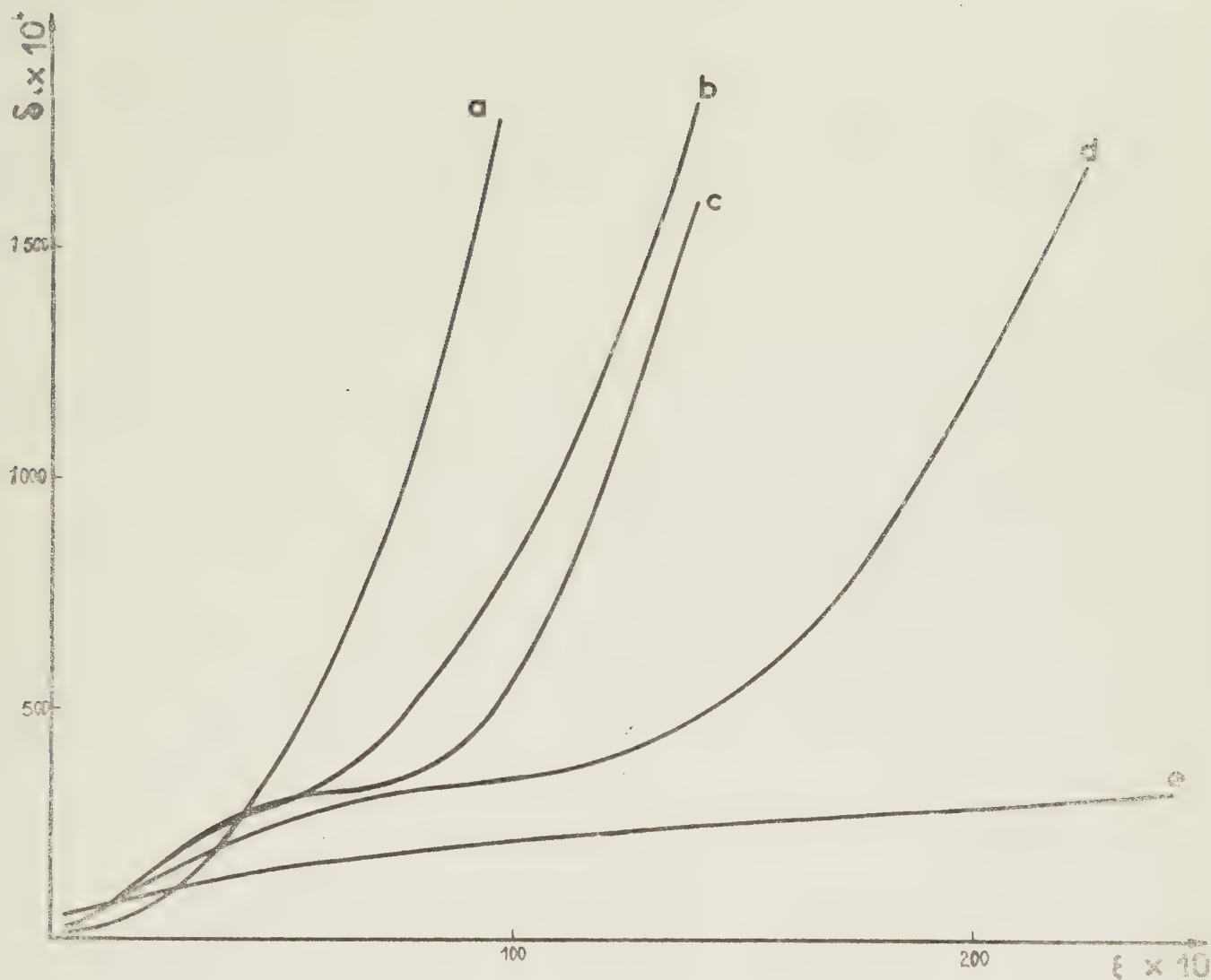


Fig. 19 - Influence du taux d'écaissage sur le frottement interne réel du cuivre OFHC recuit sous vide 6 h à 1000°C et trempé à l'eau depuis 900°C.

- a) Pas d'écaissage
- b) Ecaissage de 0,5 %
- c) Ecaissage de 1 %
- d) Ecaissage de 2,2 %
- e) Ecaissage de 6 %.

mations mais la pente de cette de cette croissance diminue. Notons sur les courbes obtenues après écrouissage de 1 % une double inflexion comme précédemment ; mais dans tous les cas le frottement interne reste plus faible que celui obtenu après refroidissement au four et écrouissage équivalent.

i) Etude d'un plomb commercial

Les mesures effectuées sur un plomb commercial (fig. 20) nous ont permis d'obtenir un résultat qui rappelle les courbes déjà présentées : le frottement interne passe par un maximum très net. Ce résultat, dont nous n'avons pas approfondi l'étude, a pour seul but de montrer que les types de courbes que nous avons présentés peuvent probablement être retrouvés sur beaucoup de matériaux.

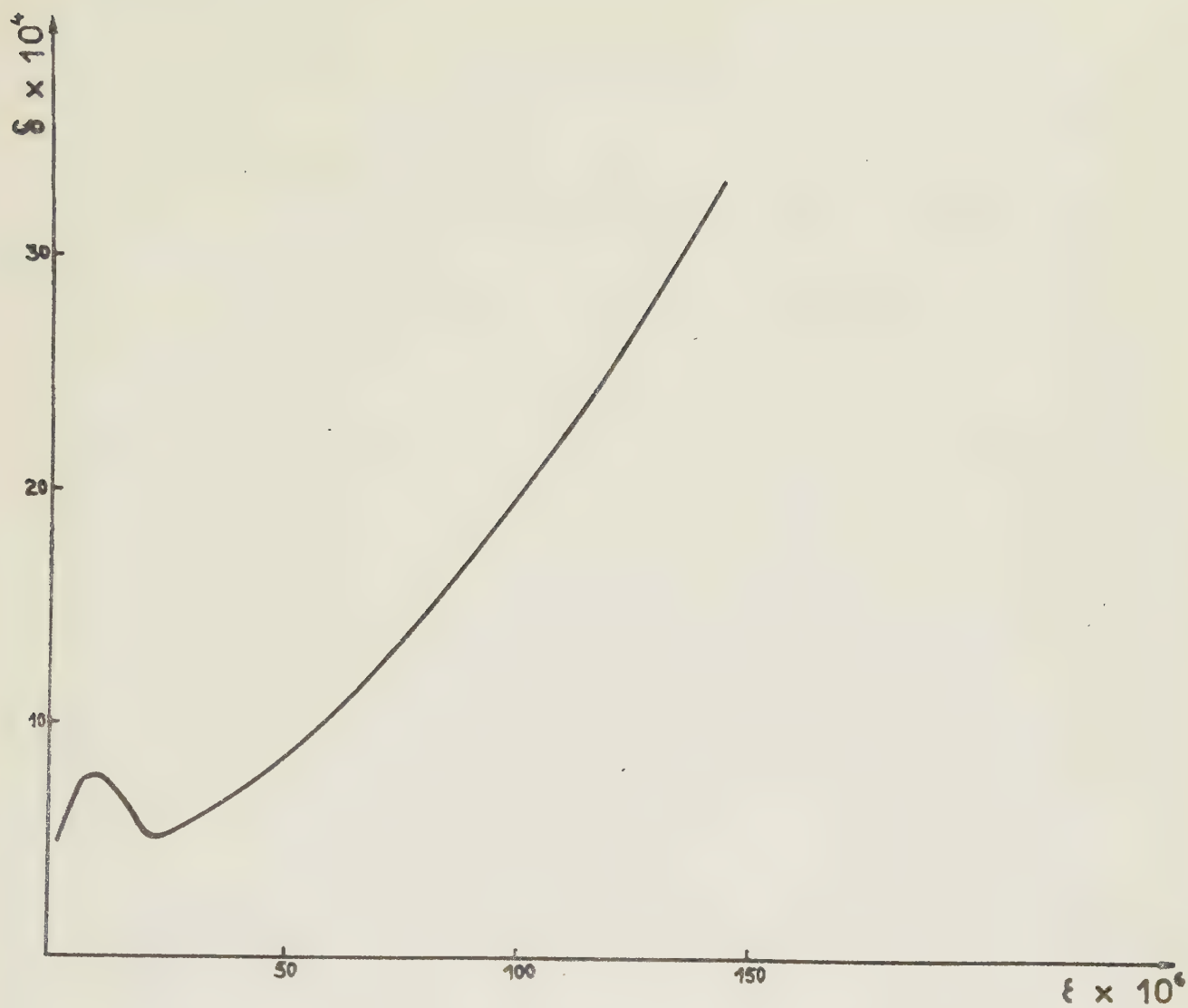


Fig. 20 - Frottement interne réel du plomb commercial.

C H A P I T R E I I I

MODELES D'INTERPRETATION DU FROTTEMENT INTERNE

DEPENDANT DE L'AMPLITUDE DE LA DEFORMATION

Les courbes présentées au chapitre précédent montrent que le frottement interne varie beaucoup avec l'amplitude de la déformation. Plusieurs traitements thermomécaniques favorisent la distinction entre deux domaines de croissance rapide du frottement interne séparés par une anomalie, par une double inflexion, par un palier ou même par une décroissance. De plus, la deuxième croissance rapide est accompagnée de déformation plastique rémanente. Cet ensemble de faits tend à montrer qu'il existe au moins deux processus de dissipation d'énergie qui contribuent au frottement interne dépendant de l'amplitude. L'interprétation de nos courbes passe donc par la compréhension des types de frottement interne appelés Δ_H et Δ_P .

1 - ETUDE DU DEPIEGEAGE DE LA LIGNE DE DISLOCATION ET DU FROTTEMENT INTERNE Δ_H

a) Précédents modèles

L'augmentation du frottement interne avec la déformation a été maintes fois signalée^{1,2} et très tôt elle a été attribuée aux lignes de dislocations⁵⁴. Granato et Lüke⁴ (ces auteurs seront ensuite appelés G.L.) développant le travail de Koehler³ ont interprété cette augmentation comme un dépiégeage purement mécanique des dislocations, d'une partie de leurs ancrages. En effet, cette théorie fait une distinction entre les points de blocage "durs" (noeuds du réseau de dislocation par exemple) et des points de blocage "mous" (défauts ponctuels). La distance moyenne entre deux noeuds est appelée L_N et celle entre deux ancrages mous L_C . Un tel modèle conduit à deux types de frottement interne : par vibration comme une corde vibrante de la ligne piégée, il y a absorption d'énergie par un phénomène de relaxation, c'est le Δ_I qui fait partie pour nous

du fond continu Δ_B . D'autre part, si la contrainte appliquée devient suffisante, la dislocation peut s'arracher de ses ancrages mous, ne restant fixée qu'aux ancrages durs. Ce phénomène conduit à un frottement interne qui doit passer par un maximum en fonction de la contrainte, la forme de la courbe

$\delta = f(\epsilon \text{ ou } \tau)$ dépendant alors de la répartition des ancrages mous et durs sur les lignes.

Ce modèle s'applique en principe à des essais réalisés au zéro absolu.

Dès que la température est supérieure à 0°K et bien que supposant toutes les boucles de dislocations de la même longueur, Friedel⁶ a montré que le frottement interne doit croître exponentiellement avec la contrainte appliquée. Il obtient une relation simple dans deux cas :

- atmosphère de Cottrell diluée : cas du dépiégeage d'une boucle ancrée en des points situés à des distances grandes devant la distance interatomique, mais petites devant la longueur de la boucle.
- solution solide au hasard : cas d'une ligne de dislocation zig-zag qui interagit avec les atomes de soluté.

On peut d'après Gelli⁹ rencontrer conjointement les deux types de frottement interne : le dépiégeage d'une boucle serait précédé du mouvement de la boucle dans son atmosphère ; il en déduit l'existence de divers types de courbes

$$\delta = f(\epsilon).$$

Teutonico, Granato et Lücke⁷ (que nous appellerons par la suite T.G.L.) ont étudié d'une manière approfondie deux cas schématiques : la boucle de dislocation piégée en son milieu et la boucle de dislocation continuellement piégée. Dans le premier cas, par exemple, ils ont supposé que l'interaction défaut-dislocation pouvait être décrite par une fonction de Cottrell-Bilby linéarisée. Ils ont ainsi pu calculer l'énergie potentielle du système en fonction de la distance dislocation-ancrage pour diverses contraintes appliquées. La figure 24 représente schématiquement les résultats obtenus. Lorsque la contrainte est inférieure à une valeur critique σ_2 , il n'existe qu'une seule position d'équilibre, c'est la position piégée. Aux contraintes élevées, supérieures à une valeur critique appelée σ_1 , il n'existe également qu'une position, c'est la position

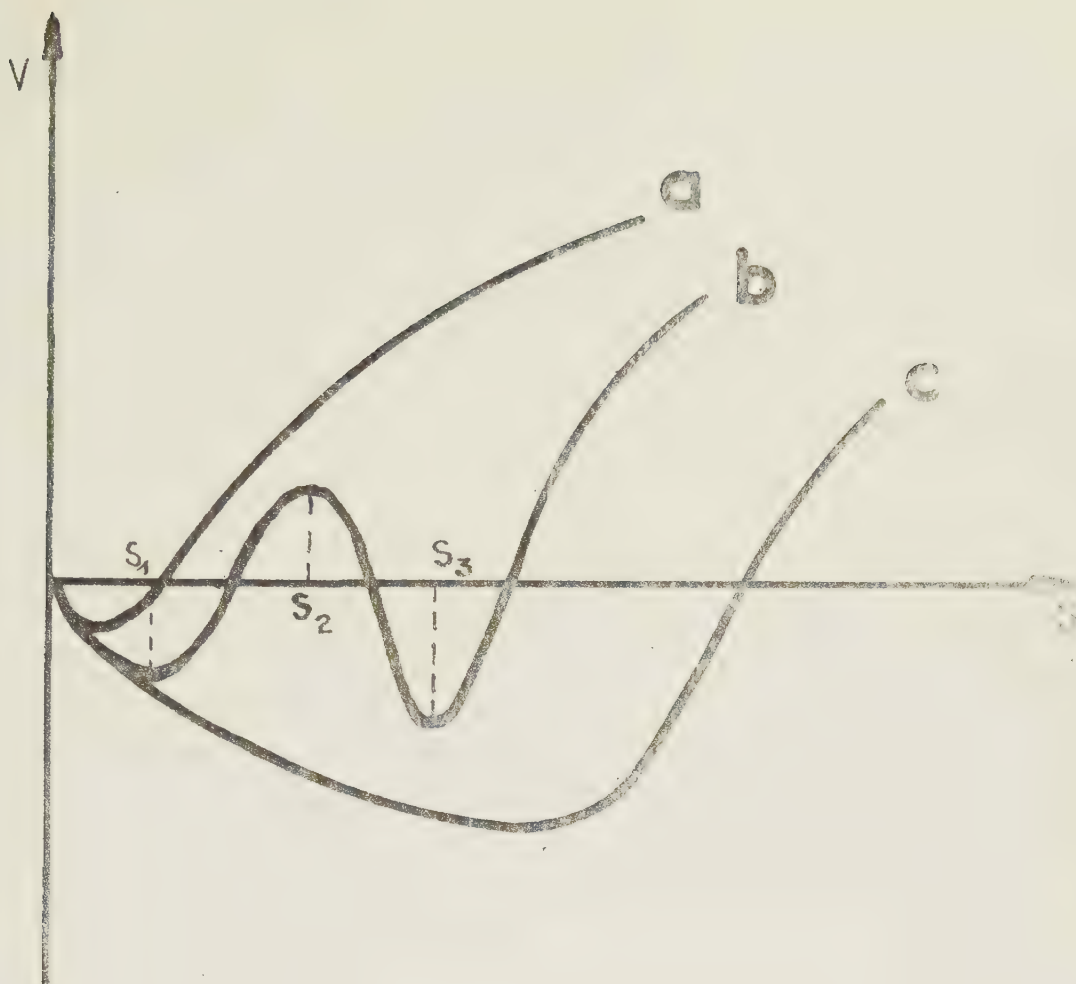


Fig. 21 - Schéma de la fonction d'énergie potentielle en fonction de la distance à la position d'équilibre sans contrainte nulle S , d'une ligne de dislocation piégée par une impureté, d'après T.G.L.⁷.

S_1 , S_2 et S_3 correspondent à $dV/dS = 0$.

- a) Contrainte faible
- b) Contrainte moyenne permettant un effet de décrochage et réancrage par activation thermique
- c) Contrainte élevée.

dépiégée. Entre σ_2 et σ_1 , la fonction potentiel présente deux valeurs minimales pour lesquelles $S = S_1$ et $S = S_2$, il y a deux positions d'équilibre possibles et la dislocation peut passer de l'une à l'autre par activation thermique. U_1 est l'énergie d'activation du dépiégeage ($V(S_2) - V(S_1)$), U_2 est celle nécessaire au repiégeage ($V(S_3) - V(S_2)$). En σ_2 , U_2 est nul, c'est la contrainte de dépiégeage thermique. En σ_1 , U_1 est nul, c'est la contrainte de dépiégeage mécanique. U_1 et U_2 dépendent de la contrainte. En conclusion de cette étude, T.G.L. aboutissent à une expression du frottement interne, difficile à calculer.

Koïwa et Hasiguti⁸ ont obtenu une relation explicite du frottement interne en fonction de la fréquence, de la température et de la contrainte appliquée, à l'aide de quelques hypothèses simplificatrices. Ils considèrent comme T.G.L. des boucles de même longueur, piégées en leur milieu, mais ils n'utilisent pas la notion de repiégeage. Les approximations permettent de bien mettre en évidence l'influence de la fréquence ou de la température, mais paraissent ne rendre compte qu'incomplètement de l'effet de la contrainte appliquée. Ils aboutissent en effet à un Δ_H variant linéairement avec la contrainte.

b) Modèle proposé pour le Δ_H .

Envisageons tout d'abord le cas d'une population de boucles de dislocations toutes de même longueur L et piégées en un point quelconque d'abscisse l avec par exemple $l \leq L/2$. Le calcul de l'annexe 1 montre dans quelles conditions il peut y avoir dépiégeage. A l'instant t et pendant le temps dt , le nombre de sauts activés thermiquement d'une position piégée à une position dépiégée est donné par :

$$(N_0 - N(t)) v_u P_u dt$$

avec N_0 = nombre total de boucles

$N(t)$ = nombre de boucles déjà dépiégées au temps t

v_u = fréquence effective de vibration à l'état piégé $= v_D \frac{b}{l}$

v_D = fréquence de Debye

u = probabilité de dépiégeage, de la forme $\exp(-\frac{U_1}{KT})$ où U_1 est fonction de la contrainte $\sigma(t)$.

De la même façon, le nombre de sauts activés de la position dépiégée à la position piégée est donné par :

$$N(t) = v_r P_r dt$$

avec v_r = fréquence effective de vibration à l'état dépiégé $= v_D \frac{b}{L}$
 P_r = probabilité de repiégeage, du type $\exp(-\frac{U_2}{KT})$ où
 U_2 est fonction de la contrainte.

Nous montrons dans l'annexe 2 qu'à contrainte constante, la probabilité P de trouver une boucle à l'état dépiégé tend très rapidement vers la valeur :

$$P = \frac{v_u P_u}{v_u P_u + v_r P_r} \quad (21)$$

Donc l'équilibre qui dépend de la contrainte, entre les dislocations piégées et dépiégées est pratiquement toujours atteint quand on applique une contrainte sinusoïdale à la fréquence de 1 hertz et à la température ambiante. Dans ces conditions, la part de la déformation due au désancrage des dislocations se produit en phase avec la contrainte et il n'y a pas d'énergie dissipée.

Ce modèle ne peut donc pas rendre compte de nos résultats et nous avons étudié le cas d'ailleurs probablement plus réaliste d'une ligne de dislocation piégée en un nombre quelconque de points équidistants : fig. 22-a. Nous utilisons le signe U pour le dépiégeage, r pour le repiégeage et les lettres capitales pour le point d'ancrage considéré. Par ailleurs le frottement interne théorique est appelé " Δ ", tandis que celui déduit de l'expérience est " δ ".

Supposons que sous l'effet conjugué de la contrainte appliquée et de l'agitation thermique, la boucle se dépiège en C (fig. 22-b). En négligeant le déplacement de la boucle en B et D, on peut appliquer à l'élément BD les résultats de la boucle piégée en son milieu. Pour $\sigma > \sigma_2$, il existe deux positions d'équilibre : l'une piégée (fig. 22-a), l'autre dépiégée (fig. 22-b). Mais à cet instant, l'élément BD a cette fois deux possibilités : soit revenir à la position 22-a, soit donner l'une des configurations 22-c. Dans le sens du repiégeage, la fréquence de saut est $v_{rc} P_{rc}$; dans le sens du dépiégeage en

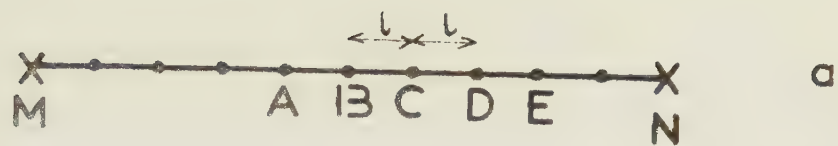


Fig. 22 - Modèle de ligne de dislocation utilisé.
Etude de son dépliéage et de son repliéage

B ou D, elle est $2 \nu_{uB} P_{uB}$ où ν_{uB} est une fréquence effective de vibration de l'élément ABD piégé en B (ou BDE piégé en D) et P_{uB} la probabilité de dépiégeage du point B (ou D). ABD a en réalité deux fréquences, celle de AB et celle de BD mais nous avons choisi celle qui nous a paru la plus probable.

La comparaison de ces deux fréquences de saut, c'est-à-dire le calcul du rapport : $Y_u = 2 \frac{\nu_{uB} P_{uB}}{\nu_{rC} P_{rC}}$ en fonction de la contrainte doit nous indiquer si l'on doit s'attendre à l'établissement, comme précédemment, d'un état d'équilibre, ou au contraire à un dépiégeage catastrophique de la ligne MN.

ν_{uC} , ν_{rC} et P_{rC} sont connus (annexe 1) ainsi d'ailleurs que ν_{uB} que nous prenons égal à ν_{uC} . Par contre, la connaissance de P_{uB} exige l'étude d'une boucle piégée en un point quelconque et non plus en son milieu (annexe 1). En appliquant cette étude à la boucle ABD dans la position 22-b, nous avons les grandeurs caractéristiques du dépiégeage avec $L = 3 l$ qui sont σ_{1B} contrainte de dépiégeage mécanique et U_1 énergie d'activation du dépiégeage.

$$\sigma_{1B} = \frac{4U_o}{3qbr_o l} \left(1 + \frac{3pq\mu r_o^2}{4U_o l} \right) \quad (22)$$

avec U_o = énergie de liaison

$$q = 16 \sqrt{3/9}$$

b = module du vecteur de Burgers

$$r_o = b / \sqrt{2}$$

$$\mu = G b^2 / 2$$

l = distance entre deux points d'ancrage

$$\sigma_{1B} = \frac{U_o n (\beta_B + p q)}{\beta_B n - 1} \left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_{1B}} \right)^2 \quad (23)$$

$$\beta_B = \frac{4}{3} \frac{U_o l}{\mu r_o}$$

$$n = 1/8$$

$$\text{Nous en tirons : } P_{uB} = \exp (- U_{1B} / KT) \quad (24)$$

Par ailleurs, nous connaissons : (annexe 1)

$$P_{rC} = \exp(-U_2/KT) = \exp \left[- \frac{U_o n q^2}{\beta_C n-1} \left(\frac{\sigma}{\sigma_{2C}} - 1 \right)^2 / KT \right] \quad (25)$$

où $\beta_C = \frac{U_o}{\mu r_o} \frac{1}{2}$ et $\sigma_{2C} = \frac{q \mu r_o}{b l^2}$

Le rapport Y_u se met sous la forme :

$$Y_u = 2 \exp \frac{\frac{U_o n q^2}{\beta_C n-1} \left(\frac{\sigma}{\sigma_{2C}} - 1 \right)^2 - \frac{U_o n (\beta_B + 1)}{\beta_B - 1} \left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_{1B}} \right)^2}{KT} \quad (26)$$

Nous avons calculé la relation (26) dans les conditions qui nous paraissent raisonnablement proches de nos conditions expérimentales : $T = 300^\circ K$, $U_o = 0,3 eV$, $l = 10^{-5} cm$ et nous avons obtenu $\sigma_{2C} = 22,8 g/mm^2$, $\sigma_{1C} = 250 g/mm^2$. Soit $\sigma_{2C} = 22,4 \cdot 10^4$ pascals et $\sigma_{1C} = 254 \cdot 10^4$ pascals.

Sur la figure 23-a, nous avons reporté la variation de Y_u en fonction de σ . Nous constatons que dans un domaine assez étroit compris entre σ_{2C} et σ_{1C} , ce rapport augmente très rapidement : la fréquence de dépiégeage de 22-b à 22-c devient très supérieure à la fréquence de repiégeage de 22-B à 22-a dès que la contrainte franchit ce domaine critique. On peut également montrer d'une façon identique que le rapport Y'_u correspondant au dépiégeage à partir de la position 22-c est encore plus grand que Y_u .

Donc quand la contrainte est supérieure à un domaine critique, il apparaît un phénomène de dépiégeage catastrophique de toute la ligne de dislocation MN. Ce processus apparaît à une contrainte où le produit $v_{uC} P_{uC}$ est déjà grand et le dépiégeage d'une boucle élémentaire peut s'amorcer en un point quelconque d'une boucle de type MN. Cela signifie que les dislocations se dépiègent dans un domaine critique étroit de contraintes compris entre σ_{2C} et σ_{1C} ; elles se dépiègeraient en σ_{1C} si la manipulation était faite au zéro absolu.

Etudions maintenant le retour de la ligne MN de la position 22-d à la position 22-a lorsque la contrainte décroît. Supposons que MN comporte z points d'ancrage.

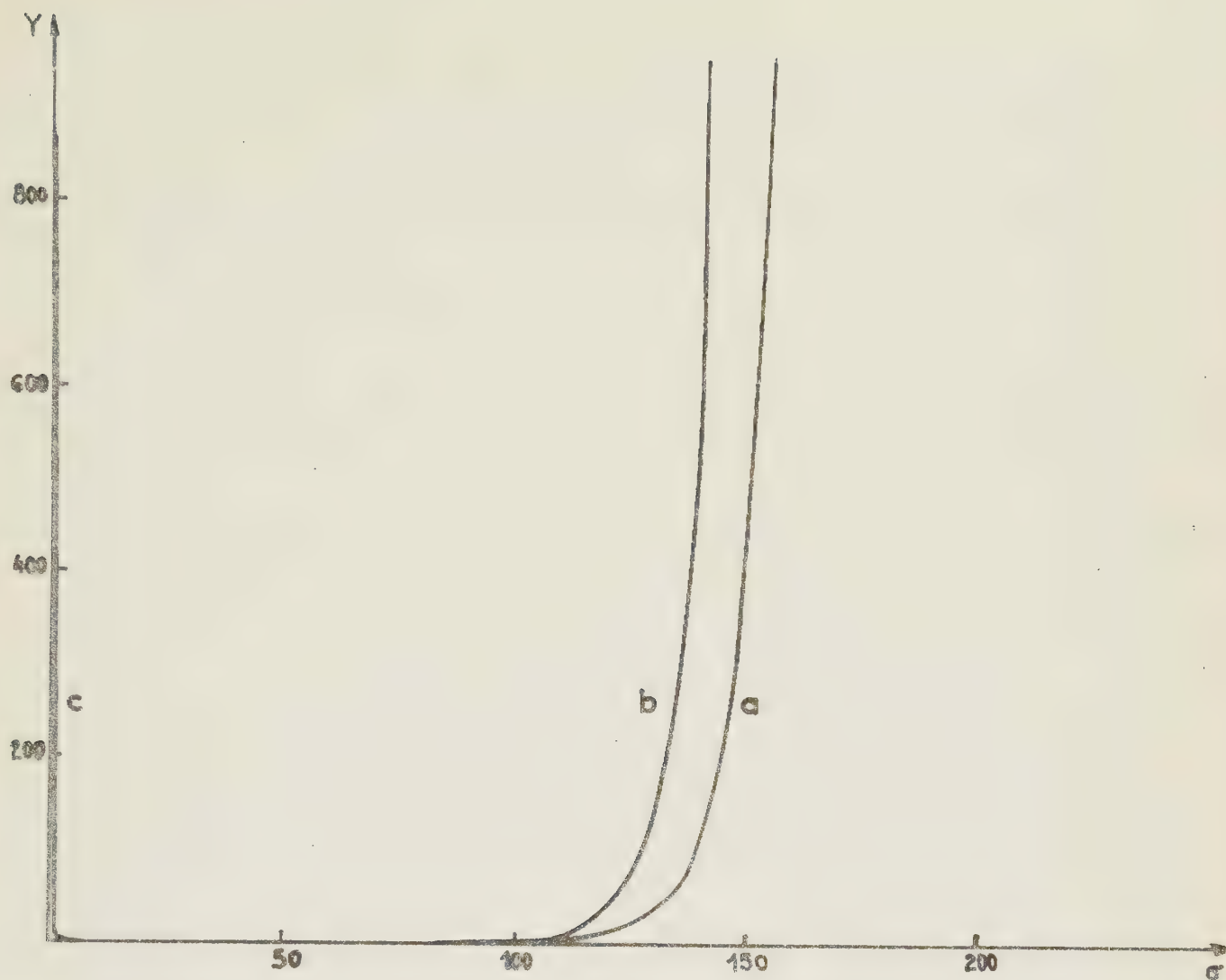


Fig. 23 - Etude numérique du dépiégeage catastrophique et du "repiégeage catastrophique" du modèle présenté sur la figure 22. Ces effets sont caractérisés par les rapports Y_u et Y_r qui sont représentés en fonction de la contrainte.

- a) Y_u calculé sans tenir compte du terme d'entropie dans la fréquence efficace d'attaque
- b) Y_u' calculé avec le terme d'entropie⁴⁹.
- c) Y_r

La plus grande probabilité de premier repiégeage est celle de la position 22-e (annexe III). En position 22-e, la ligne a deux possibilités : soit se redépiéger avec la fréquence de saut $v_{uO} P_{uO}$, soit se repiéger au point voisin avec la fréquence de saut $v_{rP} P_{rP}$. Comme précédemment, nous pouvons calculer un rapport :

$$Y_r = \frac{v_{rP} P_{rP}}{v_{uO} P_{uO}}$$

$$Y_r = \frac{1}{z+1} \exp \left[\frac{U_o n (\beta_o + 1)}{\beta_o n - 1} \left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_{1O}} \right)^2 - \frac{U_o n q^2}{\beta_p n - 1} \left(\frac{\sigma}{\sigma_{2P}} - 1 \right)^2 \right] / KT \quad (27)$$

σ_{1O} et β_o sont les caractéristiques du dépiégeage en O, elles sont données par les relations de l'annexe I en faisant cette fois $L = (z+1)l$. De la même façon, en faisant $L = zl$, on obtient σ_{2P} et β_p .

La figure 23-b représente la valeur de ce rapport en fonction de σ . On voit que vers les faibles contraintes ce rapport augmente très vite. Il devient donc beaucoup plus probable pour la dislocation de se repiéger sur le deuxième ancrage P que de se redépiéger de l'ancrage O. On tend ainsi vers un repiégeage "catastrophique" de toute la ligne. Ce processus apparaît dans un domaine de contrainte où le produit $v_{rO} P_{rO}$ est grand, donc où le nombre de repiégeages est important. Il s'ensuit donc que la plupart des lignes de dislocations se repiègent "catastrophiquement" dans un domaine de contraintes très faibles.

On notera que comme le repiégeage s'effectue à des contraintes bien inférieures à celle du dépiégeage, le cycle effort-déformation correspondant à ce modèle a une aire finie, il y a donc possibilité de dissipation d'énergie comme dans le cas de G.L.⁴.

Les calculs précédents ont été effectués en supposant que le facteur d'entropie $\exp(\Delta S / K)$ est égal à 1, et cela revient à dire que l'on néglige le mouvement de la ligne vers le point d'ancrage. En effet, le nombre de sauts activés d'un défaut activé thermiquement est donné par la relation :

$$v = v_o \exp(\Delta S / K) \exp(-U / KT)$$

Généralement⁵⁵, on appelle $v_{\text{eff}} = v_0 \exp(\Delta S / K) = v_D b / L$, en négligeant le terme d'entropie. Mais une étude récente⁴⁹ a montré qu'un calcul rigoureux conduit à une fréquence d'attaque effective v_{eff} de 50 à 500 fois plus grande que celle de la relation simplifiée. Cependant, en ce qui concerne notre problème, nous avons utilisé les relations plus complètes⁴⁹ et nous avons pu constater que les résultats obtenus ne sont pas nettement modifiés : la figure 23-b représente le rapport Y_u ainsi calculé et nous voyons que cela ne modifie pas notre raisonnement.

c) Discussion du modèle d'interprétation du Δ_H

Nous avons mis en évidence un résultat qui nous paraît important : la plupart des lignes de dislocations se dépiègent et se repiègent dans deux domaines étroits de contraintes critiques différents, l'un compris entre σ_2 et σ_1 calculé pour une longueur de boucle l , l'autre proche de zéro. Cela revient à dire que dans nos conditions expérimentales, en tenant compte de l'agitation thermique, les lignes de dislocations se comportent en première approximation comme dans le modèle de G.L.^{4,5}, où rappelons-le, ces lignes se dépiègent à la contrainte correspondant au dépiégeage mécanique σ_1 et se repiègent à contrainte nulle. Le fait d'élever la température se traduit donc par un abaissement de la contrainte de dépiégeage σ_1 . Tout ce raisonnement n'est évidemment valable que si la mesure est faite à une fréquence suffisamment basse ou une température suffisamment haute pour que l'équilibre soit pratiquement atteint à chaque instant, au cours de la variation de période.

Dans ce qui précède, nous avons considéré que toutes les lignes de dislocations ont la même longueur, possèdent des points d'ancrage répartis régulièrement et se comportent comme dans le modèle de G.L. En utilisant une distribution de longueur de boucles L_N et L_C , proche de celle de G.L., nous sommes conduits à adopter dans nos conditions expérimentales, la relation de ces auteurs :

$$\Delta_H = \frac{C_1}{\epsilon} \exp\left(-\frac{C_2}{\epsilon}\right) \quad (28)$$

Cela nous permet semble-t-il de comprendre que le modèle de G.L. valable au zéro absolu ait pu si fréquemment être vérifié jusqu'à des températures relativement élevées, par de nombreux expérimentateurs^{5, 50-53}.

D'autre part, les calculs précédents justifient dans une certaine mesure, l'hypothèse de Koïwa et Hasiguti qui ont supposé que leurs "éléments" ne se repiègent qu'en $\sigma = 0$.

L'énergie dissipée par le dépiégeage de chaque boucle L_N est proportionnelle à la surface balayée au cours du dépiégeage. Aussi cette énergie est d'autant plus élevée que L_N est grand. Les grandes boucles se dépiègent les premières et de ce fait l'énergie dissipée par ce modèle augmente d'abord très rapidement avec la contrainte appliquée, puis plus lentement lorsque les petites boucles sont sollicitées. L'énergie élastique mise en jeu augmente comme le carré de la contrainte, aussi dès que l'augmentation de cette énergie devient plus rapide que celle de l'énergie dissipée, le frottement interne passe par un maximum évasé suivi d'une lente décroissance.

En fait, ce maximum de la courbe $\delta = f(\epsilon \text{ ou } \sigma)$ n'a été observé que par un nombre restreint d'expérimentateurs^{53, 56-60}. Cette constatation nous conduit à penser que ce type de frottement interne Δ_H est généralement masqué par une autre source de frottement que nous étudierons dans le paragraphe suivant.

2 - PROPOSITION D'UN MODELE DE FROTTEMENT INTERNE LIE A LA DEFORMATION

PLASTIQUE Δ_P^{62} .

a) Introduction

Les observations expérimentales mettent souvent en évidence une augmentation très rapide du frottement interne qui ne présente pas la caractéristique principale du Δ_H : le passage par un maximum du frottement interne en fonction de la contrainte. Il semble que MASON¹¹ ait été le premier à relier cette augmentation rapide du frottement interne à la présence de déformation plastique. En effet, la limite élastique d'un métal pur et bien recuit⁶³ est de l'ordre de quelques dizaines de grammes ; dès que la déformation relative appliquée dépasse une valeur proche de 10^{-5} , valeur que nous appellerons ϵ_P , il y a apparition de déformation plastique. Le glissement des dislocations responsable de cette déformation, est gêné par la présence de défauts tels que dislocations

couplant le plan de glissement, amas, atomes de soluté, etc ... Le passage à travers tous ces obstacles est activé thermiquement et il s'accompagne d'une absorption d'énergie donc d'un frottement interne que nous appelons Δ_p . La multiplication des dislocations mobiles, quand la contrainte appliquée augmente, fait tendre Δ_p vers des valeurs très élevées⁹⁰, hors de proportion avec Δ_B et Δ_H .

Le début du Δ_p peut facilement être confondu avec la partie croissante du Δ_H , mais il paraît possible de les différencier en déterminant expérimentalement le seuil ϵ_p à partir duquel on observe une déformation plastique rémanente⁶⁴. En-dessous de ϵ_p , Δ_p est négligeable. La finesse de cette méthode est fonction de la qualité de la détermination expérimentale de ϵ_p . Nous la réalisons directement sur le pendule, en imposant une torsion donnée à l'éprouvette et en observant le déplacement de la position d'équilibre au repos du faisceau lumineux réfléchi par le miroir du pendule. Nous pouvons ainsi mettre en évidence une déformation rémanente de 10^{-7} sur la fibre extérieure de l'éprouvette.

b) Etablissement d'un modèle de calcul de Δ_p à partir des lois décrivant la vitesse de déformation en fonction de la contrainte appliquée.

Un certain nombre d'équations ont été proposées pour décrire la vitesse de déformation en fonction de la contrainte appliquée⁶³⁻⁷⁰.

A la température ambiante, dès que la déformation appliquée dépasse ϵ_p , la vitesse de déformation peut être exprimée par la relation

$$\dot{\epsilon} = A_1 \sinh (B_1 \sigma) \quad (29)$$

avec $\sigma = \sigma_a - \sigma_p$
 σ_a = contrainte appliquée
 $\sigma_p = G \epsilon_p$
 G = module de cisaillement
 A_1 et B_1 = constantes

Dans ces conditions, nous pouvons calculer le frottement interne d'un matériau

soumis à une contrainte sinusoïdale ($\sigma_a = \sigma_o \sin \omega t$) par la relation générale :

$$\Delta_P = \frac{1}{2} \frac{\Delta W}{W} = \frac{G}{\sigma_o^2} \int_0^T \sigma_a \dot{\epsilon} dt$$

Le calcul développé en annexe IV nous permet de représenter Δ_P par la relation :

$$\Delta_P = \frac{A_2}{\sigma_o} \left[I_1 (B_1 \sigma_o) - I_1 (B_1 \sigma_P) \right] \quad (30)$$

où I_1 est la forme intégrale de la fonction de Bessel modifiée du premier ordre de la variable $B_1 \sigma_o$ ou $B_1 \sigma_P$.

Les valeurs données par les tables montrent que la relation (30) est proche de la relation :

$$\Delta_P \approx \frac{A_3}{\sigma_o} \sinh \left[B_1 (\sigma_o - \sigma_P) \right] \quad (31)$$

avec $A_3 = A_2 / \Omega$

et Ω = coefficient de proportionnalité compris entre 0,5 et 1.

c) Discussion du modèle de Δ_P proposé

La relation (29) est formellement identique à l'expression obtenue en supposant que le franchissement des obstacles dans les deux sens par les lignes de dislocation peut être activé thermiquement. La vitesse de déformation plastique qui en résulte est exprimée par^{55,64,71}.

$$\dot{\epsilon} = 2 \rho b v_a s \exp(-Q/KT) \sinh \left(\frac{v \alpha}{K T} (\sigma_a - \sigma_i) \right) \quad (32)$$

avec ρ : densité de dislocations

b : vecteur de Burgers

v_a : fréquence propre de la ligne de dislocation

s : longueur d'activation

Q : énergie de liaison

K : constante de Boltzmann

T : température absolue

$v = b d l$: volume d'activation

σ_i : contraintes internes dues aux interactions élastiques

α : coefficient d'orientation, généralement⁶⁶, on considère qu'il est de l'ordre de 0,5.

Pour que l'intégration reste valable, cette identité suppose que la contrainte appliquée soit suffisamment faible pour que la déformation n'entraîne pas de variation sensible de la densité de dislocations. La déformation doit donc semble-t-il rester inférieure à 10^{-3} ⁷².

Dans ces conditions, le module G peut être considéré comme constant et les formules (30) et (31) peuvent s'écrire :

$$\Delta_P = \frac{A}{\varepsilon_o} \left[I_1 (B \varepsilon_o) - I_1 (B \varepsilon_P) \right] \quad (33)$$

$$\Delta_P \approx \frac{A}{\varepsilon_o \Omega} \sinh (B (\varepsilon_o - \varepsilon_P)) \quad (34)$$

avec $A = 2 \rho b v_a \exp(-Q/KT) \cosh (B \sigma_o) / \pi v$

et $B = \alpha v G / KT$

Dans le cas où le module G n'est pas constant, il devient nécessaire de tenir compte de la variation de module dans le calcul des contraintes, dans le calcul de δ_{local} et dans la variation des constantes A et B. Nous essayons actuellement de travailler ce point ⁹³.

Pour faciliter la vérification expérimentale de cette loi, nous pouvons l'exprimer sous une forme plus simple : pour $B (\varepsilon_o - \varepsilon_P) > 1,5$, $\sinh B (\varepsilon_o - \varepsilon_P)$ devient numériquement équivalent à $\exp B (\varepsilon_o - \varepsilon_P) / 2$. La relation (34) peut alors s'écrire :

$$\Delta_P = \frac{A}{2 \varepsilon_o \Omega} \exp \{ B (\varepsilon_o - \varepsilon_P) \}$$

$$\text{ou } \log (\Delta_P \cdot \varepsilon_o) = B \varepsilon_o + C \quad (35)$$

$$\text{avec } C = \log (A / 2 \Omega) - B \cdot \varepsilon_P$$

Remarquons que la relation (35) peut être obtenue par intégration de la relation

$$\dot{\varepsilon} = A_1 \exp(B_1 \sigma) \quad (36)$$

Cette loi est une expression simplifiée de la relation (29), valable aux contraintes élevées quand le repiégeage est négligeable. Nous l'avons intégré en utilisant le deuxième théorème de la moyenne.

Sous faible contrainte, la vitesse de déformation a parfois été exprimée par une loi du type $\dot{\epsilon} = A_2 \sigma^n$ (37)

L'intégration de cette relation conduit à un frottement interne :

$$\delta = \alpha \sigma^\beta \quad (38)$$

avec
$$\alpha = \frac{2 G A_1}{n \pi} \int_0^{\pi/2} (\cos x)^{n+1} dx \quad \text{et} \quad \beta = n - 1$$

Remarquons que la relation (33) a été trouvée expérimentalement par Takahashi⁷³ sur du cuivre-zinc, le coefficient β tendant vers 1 quand la pureté du cuivre croît. Cette loi a été reprise par Gelli⁹ et appliquée à l'aluminium pour représenter un Δ_H (qu'il appelle Δ_{H_1}) dû au mouvement d'une ligne de dislocation dans son atmosphère. Un tel mouvement entraîne le franchissement thermiquement activé de petits obstacles et on comprend qu'il puisse conduire à un frottement interne décrit par une loi proche de notre Δ_P .

De même la relation (34) est formellement identique à celle obtenue par Friedel⁶ dans le calcul du frottement interne Δ_H dû au mouvement d'une ligne de dislocation dans une solution solide au hasard.

3 - METHODE D'INTERPRETATION DES COURBES EXPERIMENTALES

Nous venons d'étudier deux types de frottement interne qui, dans nos conditions expérimentales, peuvent être exprimés l'un Δ_H par la relation (20), l'autre Δ_P par les relations (33) ou (34) que nous avons proposées.

Dans chacun des cas que nous avons étudiés, les deux types de frottement interne peuvent séparément ou conjointement contribuer au frottement interne dépendant de l'amplitude de déformation. Aux faibles amplitudes de déformation, le repiégeage réversible des dislocations de leurs ancrages "mous" entraîne l'existence d'un frottement interne du type Δ_H ; aux plus fortes déformations, au contraire, l'arrachement irréversible des lignes de dislocations de leurs ancrages "durs" entraîne l'apparition d'une déformation rémanente quand la contrainte s'annule et l'existence d'un frottement interne du type Δ_P .

Au-dessous de ϵ_p , déformation appliquée au-delà de laquelle apparaît une déformation rémanente, Δ_H existe seul. Au-dessus de ϵ_p par contre, par suite de la répartition statistique des longueurs de boucles L et probablement d'une répartition de la sévérité des ancrages durs, certaines boucles dissipent encore de l'énergie par un mécanisme de type Δ_H , alors que d'autres participent déjà au frottement interne par un mécanisme de type Δ_P . Ainsi dans le domaine de contrainte ou de déformation où apparaissent conjointement Δ_H et Δ_P ($\epsilon > \epsilon_p$), le frottement interne est la somme des contributions de chacun des deux modes de dissipation d'énergie. Aux plus fortes contraintes ou déformations, l'ensemble des boucles se déplace irréversiblement et Δ_P subsiste seul.

Nous avons schématisé cet état de choses sur la figure 24 où nous représentons plusieurs types de combinaisons possibles des contributions Δ_H et Δ_P . En première approximation, nous avons conservé à ces courbes Δ_H et Δ_P la même forme et nous avons simplement plus ou moins décalé la courbe Δ_P sur l'échelle des déformations. Dans un second temps, il faudrait tenir compte du fait que les courbes qui participent au Δ_P , s'arrachent de tous leurs ancrages, ne participant plus au Δ_H .

La position relative de Δ_H et Δ_P conditionne l'aspect de la courbe $\delta = f(\epsilon)$. La courbe 24-a correspond au cas où Δ_H et Δ_P sont très superposés et leur présence simultanée n'est signalée que par une inflexion difficile à distinguer. L'aluminium recuit et refroidi au four correspond à ce cas (fig. 6-b, 9-a, 11-f et 11-g). Un décalage de Δ_P conduit à la courbe 24-b caractérisée par une inflexion nette entre les deux zones rapidement croissantes du frottement interne. Un tel type de courbe a été observé par Baker⁷⁴ sur du plomb et Caswell⁴⁷ sur du cuivre, mais ces auteurs n'ont pas interprété ce résultat. Nous l'avons également obtenu sur de l'aluminium refroidi au four et écroui de 1 %, à condition d'effectuer la mesure peu de temps après déformation (1 heure fig. 7-b), par recuit à 260°C après trempe depuis 550°C (fig. 7-a, fig. 12), par trempe depuis une faible température (fig. 5 et 8). L'écrouissage de 1 % du cuivre O.F.H.C. recuit 6 heures à 1000°C et refroidi au four favorise également ce type de courbe (fig. 18-b).

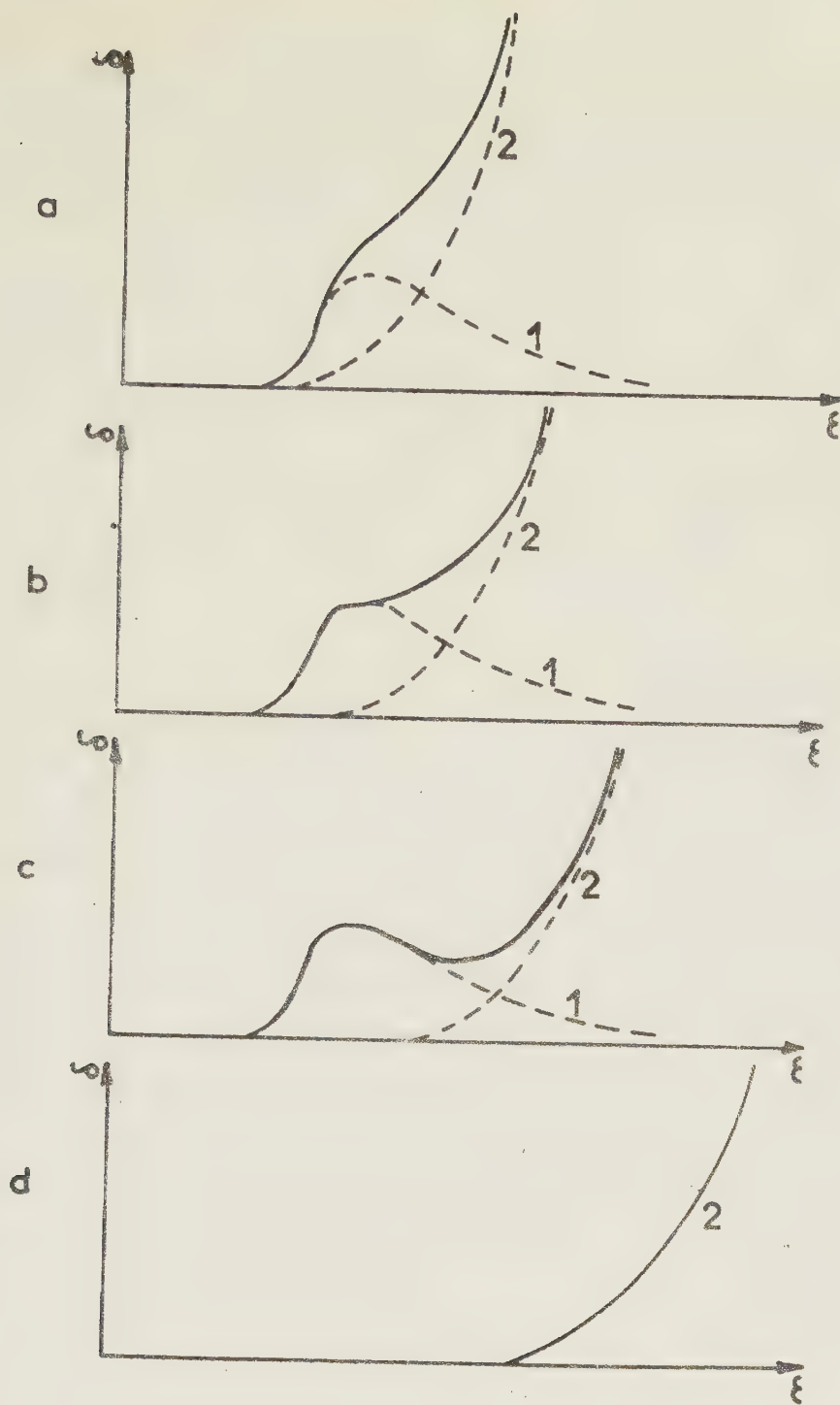


Fig. 24 - Schéma d'interprétation du frottement interne dépendant de l'amplitude de la déformation. Δ_H est décrit par la relation (28) de Granato et Lücke⁴, Δ_P est décrit par les relations (33) ou (34) que nous proposons^{60,62}.

Δ_P est déplacé sur l'échelle des déformations. Les positions respectives de Δ_P et Δ_H conduisent à différents types de courbes.

En repoussant Δ_p vers des contraintes plus élevées, la combinaison de Δ_H et Δ_p donne la courbe 24-c qui présente un net maximum et qui ressemble à celles publiées par Pravdyuk, Pukroskiy et Virchkrov⁵⁸. Nous n'avons pas pu obtenir ce type de courbe avec l'aluminium de pureté moyenne que nous utilisons, ce qui nous conduit à rechercher un matériau et un traitement pour lesquels les deux types de frottement interne soient bien séparés permettant ainsi une vérification plus nette de nos hypothèses. Nous avons obtenu cet effet⁶⁰ en écrouissant légèrement un alliage aluminium-zinc à 3 %, recuit 1 heure à 500°C et refroidi au four (fig. 14 et 15). La mesure doit être effectuée quelques heures seulement après écrouissage, car un vieillissement prolongé à la température ambiante fait disparaître le Δ_H (fig. 16). L'étude du plomb commercial nous a donné un effet analogue (fig. 20).

Δ_H et Δ_p étant ainsi bien isolés dans le cas de l'aluminium-zinc à 3 % recuit et écroui, nous avons pu vérifier que Δ_H suit la relation (28) en reportant sur la figure 25 $\text{Log}(\delta \times \epsilon) = f\left(\frac{1}{\epsilon}\right)$. Dans la légende de la figure, nous précisons dans chaque cas le domaine de déformation utilisé, et la flèche indique la position du maximum expérimental de frottement interne.

On voit que la loi de G.L. est vérifiée correctement de part et d'autre du maximum. On ne peut obtenir ce résultat qu'en isolant Δ_H de Δ_p . Nous avons pu également vérifier que Δ_p suit bien une loi proche de la relation (33) ou de la relation (34) en reportant sur la figure 26 $(\delta \times \epsilon_0) = f(\text{Sh } B(\epsilon_0 - \epsilon_p))$. La constante B a été déterminée graphiquement à l'aide de la relation (35) valable aux contraintes élevées. Dans chacun des cas, la valeur de la constante est reportée dans le tableau 1, nous en discuterons plus loin. Les droites de la figure 26 montrent qu'il existe un accord raisonnable entre nos résultats expérimentaux et le modèle d'interprétation de Δ_p que nous proposons.

Si le dépiégeage conduisant au Δ_H n'est pas possible, ou bien s'il a lieu à une contrainte telle que les lignes de dislocations contribuent aussitôt au Δ_p , nous obtenons la courbe 24-d qui rappelle l'aluminium trempé depuis une température supérieure à 300°C (fig. 8), le cuivre O.F.H.C. trempé (fig. 19-a) ou recuit et refroidi au four (fig. 17-a, 18-a), ainsi que l'alliage aluminium-zinc recuit et refroidi au four (fig. 15-a). Les exemples que nous venons de

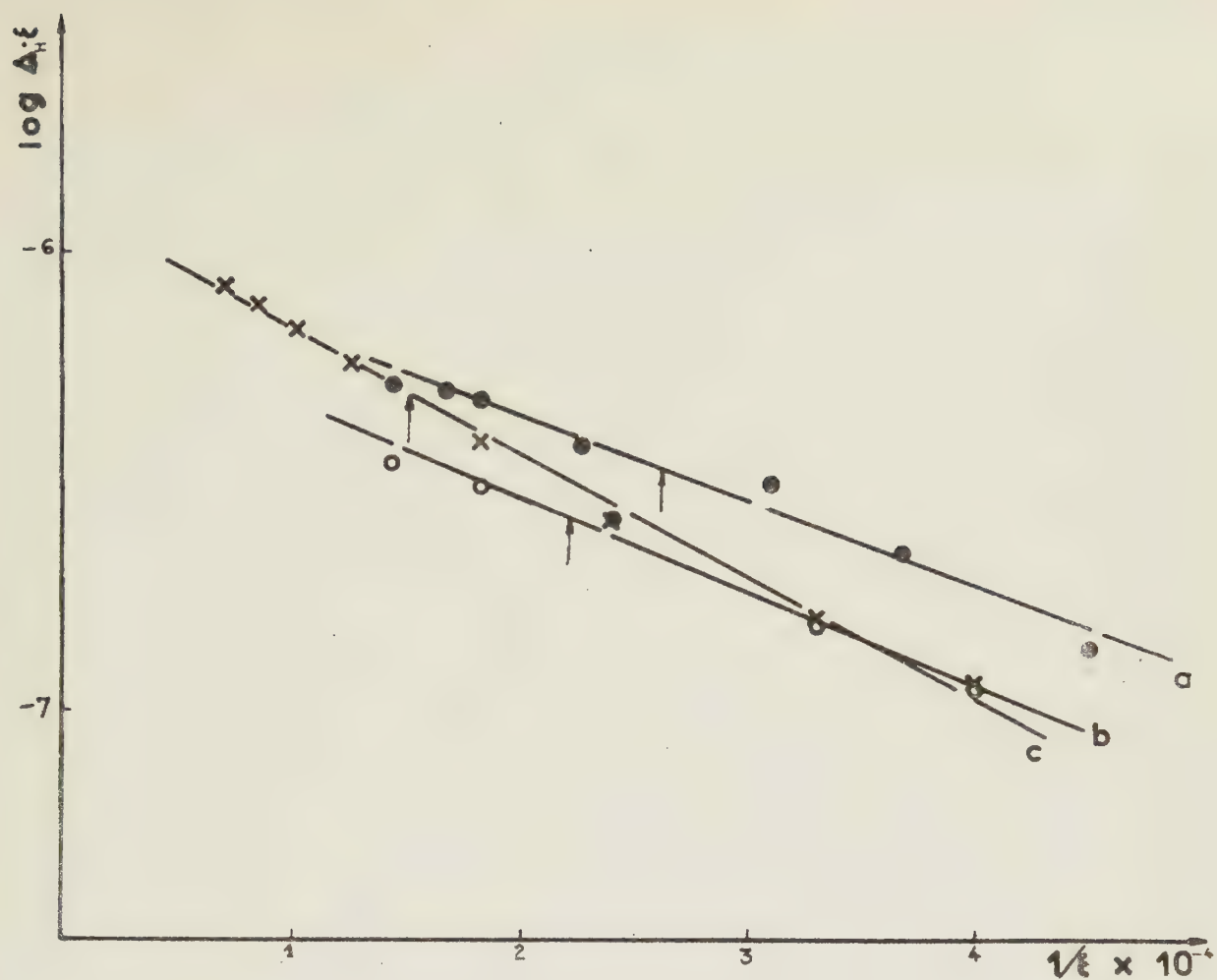


Fig. 25 - Exploitation du graphique de la figure 15.

Expression du Δ_H de l'alliage aluminium-zinc à 3 %, recuit puis écreui, suivant la relation (28). La flèche indique la position du maximum de Δ_H .

- a) Ecreuissage de 1 %
- b) Ecreuissage de 1,5 %
- c) Ecreuissage de 2,5 %

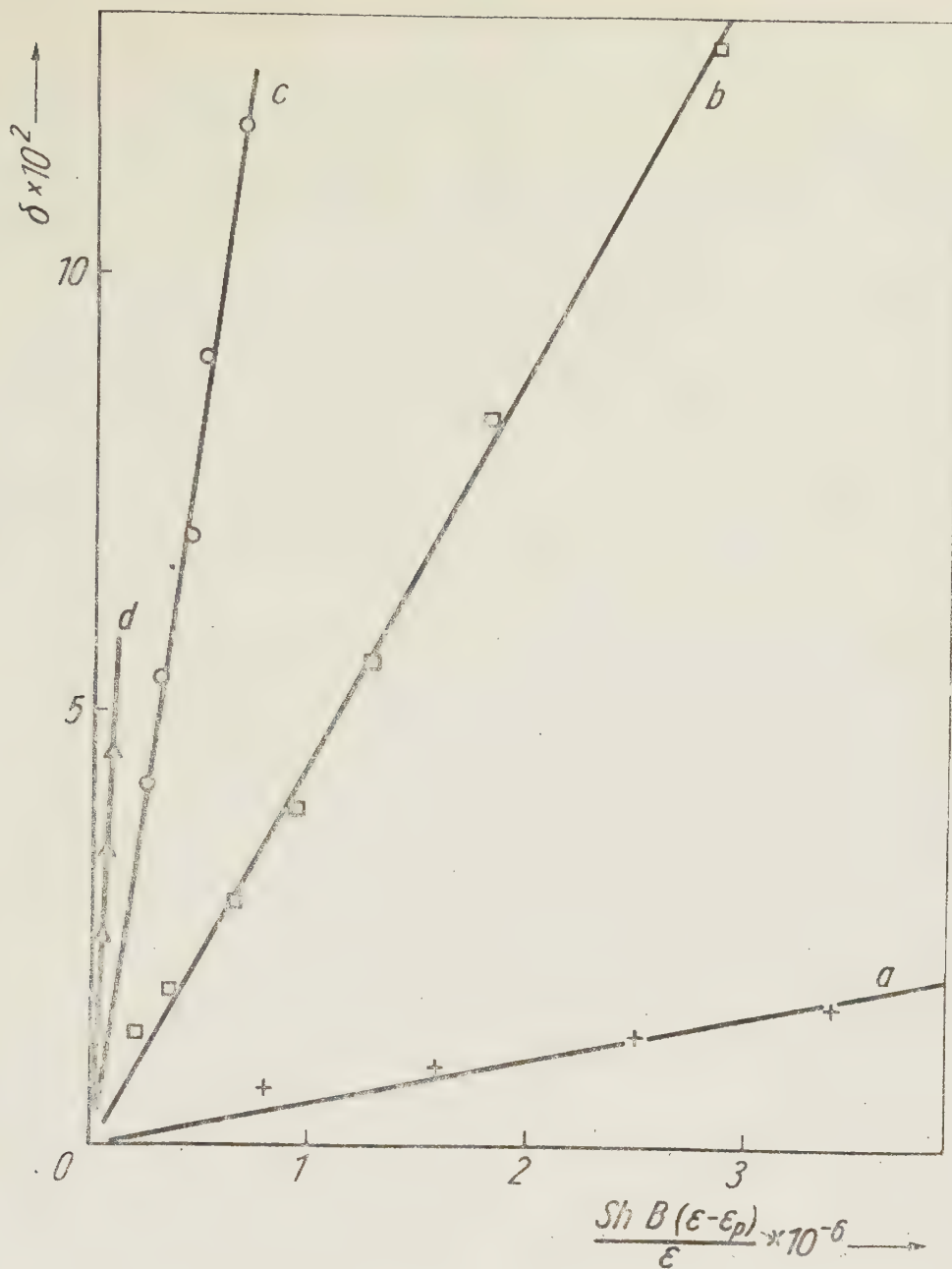


Fig. 26 - Expression du Δ_p de l'alliage aluminium-zinc suivant la relation (34) et d'après les résultats de la figure 15.

- a) Recuit et refroidi au four, pas d'écrouissage
- b) Ecouissage de 1 %
- c) Ecouissage de 1,5 %
- d) Ecouissage de 2,5 %

citer montrent que cet effet n'est pas rare et qu'en particulier il est possible d'empêcher toute manifestation du Δ_H en formant autour des lignes de dislocations des atmosphères suffisamment denses par refroidissement au four, ou en créant un champ de contraintes par formation de défauts de trempe comme nous le verrons plus loin. Cela nous conduit à supposer qu'il est très facile de confondre Δ_H et Δ_P si on se contente d'observer le début de la croissance du frottement interne, sans rechercher une anomalie permettant une distinction entre ces deux types de frottement interne. Nous pensons donc qu'une certaine partie des résultats présentés dans la littérature comme étant du Δ_H sont en fait au moins partiellement dus à une composante du type Δ_P .

En terminant ce chapitre, il peut être utile de faire la remarque suivante : d'après Koïwa et Hasiguti⁶¹, leur pic P_1 semble apparaître d'autant plus facilement qu'un recuit à basse température (300°C sur le cuivre) est fait avant l'écrouissage. Par la suite, ces auteurs ont interprété ce pic comme étant du Δ_H ⁸. Donc leur pic $P_1 - \Delta_H$ exige pour être mis clairement en évidence un type de traitement similaire à la séparation de Δ_H et Δ_P .

ANNEXES AU CHAPITRE III

ANNEXE I

Dépiégeage thermomécanique d'une ligne de dislocation piégée
en un point quelconque.

Ce calcul est conduit d'une façon identique à celui de T.G.L.⁷. En particulier, nous utilisons le même formalisme et la même fonction de force linéarisée $E(k)$ pour décrire l'interaction dislocation-défaut ponctuel.

Soit L la longueur de la dislocation, l l'abscisse du point de blocage,

$k(x) = \frac{y(x)}{r_0}$ avec $y(x)$ ordonnée du point de la dislocation d'abscisse x ($0 < x < L$) et r_0 est la distance la plus faible à laquelle peut se situer le point d'ancrage.

1° - Calcul de $k(x)$

La résolution de l'équation d'équilibre de la ligne donne, dans le cas général :

$$k(x) = - \frac{\sigma b}{2 \mu r_0} x^2 + Ax + B$$

a) $0 < x < l$: utilisons les conditions aux limites :

$$x = 0 \rightarrow k(x) = 0 \rightarrow B = 0$$

$$x = l \rightarrow k(x) = S \rightarrow A = \frac{S}{l} + \frac{\sigma b}{2 \mu r_0} \cdot l$$

$$\text{d'où } k_1(x) = x \left[\frac{\sigma}{2 \mu r_0} (l - x) + \frac{S}{l} \right]$$

b) $l < x < L$: $x = l \rightarrow k(x) = S$

$$x = L \rightarrow k(x) = 0$$

$$\text{d'où } k_2(x) = x \left[\frac{\sigma}{2 \mu r_0} (L + l - x) - \frac{S}{L - l} \right] + \left[-\frac{\sigma b}{2 \mu r_0} L \cdot l + \frac{S \cdot l}{L - l} + S \right]$$

2° - Calcul de la fonction potentiel

$$V = \int_0^1 \left[\frac{\mu r_o^2}{2} k_1'^2 + \delta (x-1) E(k_1) - \sigma b k_1 r_o \right] dx + \\ \int_1^L \left[\frac{\mu r_o^2}{2} k_2'^2 + \delta (x-1) E(k_2) - \sigma b k_2 r_o \right] dx$$

Le calcul conduit à :

$$V(S) = E(S) - \frac{\sigma^2 b^2}{24 \mu} \left[(L-1)^3 + 1^3 \right] + \frac{\mu S^2 r_o^2}{2} \frac{L}{1(L-1)} - \frac{\sigma b S r_o L}{2}$$

En posant :

$$\alpha = \frac{\sigma b l (L-1)}{2 \mu r_o}$$

$$\beta = \frac{2 l (L-1) U_o}{\mu r_o^2 L}$$

$$\gamma = \frac{(L-1)^2 + 1^3}{1 L (L-1)}$$

La fonction potentiel devient :

$$V(S) = - \frac{\alpha^2 \gamma U_o}{3 \beta} - \frac{2 \alpha S U_o}{\beta} + \frac{S^2 U_o}{\beta} + E(S)$$

3° - Calcul de $\sigma_1, \sigma_2, U_1, U_2$

$$\frac{dU(S)}{dS} = - \frac{2 \alpha U_o}{\beta} + \frac{2 S U_o}{\beta} + r_o \frac{dE}{dy}$$

En utilisant les mêmes définitions que T.G.L. :

a) zone 1 : $\frac{dV}{dS} = 0$ pour $S = \frac{\alpha}{1 + \beta / p q} = S_1$

$$d'où \quad V(S_1) = - \frac{\alpha^2 U_o}{3 \beta} - \frac{\alpha^2 U_o}{\beta (1 + \beta / p q)}$$

La valeur de σ_1 , contrainte mécanique d'arrachement est donnée par $S_1 = P$

$$\text{d'où : } \sigma_1 = \frac{4 U_0}{q b r_0 L} \left(1 + \frac{p q \mu r_0^2 L}{2 U_0 l (L-1)} \right)$$

b) Zone 2 : $\frac{dV(S)}{dS} = 0$ pour $S = \frac{\beta n q - \alpha}{\beta n - 1} = S_2$, $n = \frac{1}{q(q-p)}$

$$\text{d'où } V(S_2) = -\frac{\alpha^2 \gamma U_0}{3\beta} + U_0 \frac{(\beta n q - \alpha)^2}{\beta (\beta n - 1)} \dots U_0 n$$

c) zone 3 : $\frac{dV(S)}{dS} = 0$ pour $S = \alpha = S_3$

$$V(S_3) = -\frac{\alpha^2 \gamma U_0}{3\beta} + \frac{\beta - \alpha^2}{\beta}$$

σ_2 est donné en faisant $S_3 = q$

$$\sigma_2 = \frac{2 \mu U_0 q}{b l (L-1)}$$

Des résultats ci-dessus, nous pouvons tirer les valeurs de U_1 et U_2 :

$$U_1 = V(S_2) - V(S_1) = U_0 \frac{n(\beta + 1)}{\beta n - 1} \left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_1} \right)^2$$

$$U_2 = V(S_2) - V(S_3) = U_0 \frac{n q^2}{\beta n - 1} \left(\frac{\sigma}{\sigma_2} - 1 \right)^2$$

En conclusion, nous avons donc calculé la fonction potentiel et les grandeurs caractéristiques du phénomène de dépiégeage dans le cas d'une ligne de dislocation piégée en un point quelconque (pour $L=2l$, nous retrouvons les résultats de T.G.L.⁷). Nous appliquons ces relations à notre problème : la fréquence de saut de dépiégeage est donc :

$$v_u P_u = v_D \frac{b}{l} \exp \left(-\frac{U_1}{K T} \right)$$

et la fréquence de saut de repiégeage est :

$$v_r P_r = v_D \frac{b}{L} \exp \left(-\frac{U_2}{K T} \right)$$

v_D : fréquence de Debye.

A N N E X E I I

Calcul de l'équilibre entre défauts piégés et dépiégés

Si N_0 est le nombre total de lignes de dislocations de longueur L et pouvant être piégées en un point quelconque d'abscisse l ($l < \frac{L}{2}$), le nombre de dislocations dépiégées est donné par l'expression :

$$N(t) = \int_0^t \left[(N_0 - N(t)) v_u P_u - N(t) v_r P_r \right] dt \quad (1)$$

$v_u P_u$: fréquence de saut de dépiégeage

$$v_u P_u = v_D \frac{b}{l} \exp \left(-\frac{U_1}{kT} \right)$$

$v_r P_r$: fréquence de saut de repiégeage

$$v_r P_r = v_D \frac{b}{L} \exp \left(-\frac{U_2}{kT} \right)$$

déjà définis dans l'annexe I.

Supposons l'intervalle d'intégration suffisamment petit pour que l'on puisse raisonnablement considérer que la contrainte, c'est-à-dire P_u et P_r , reste constante.

Dérivons les 2 membres de (1)

$$\frac{dN(t)}{dt} = (N_0 - N(t)) v_u P_u - N(t) v_r P_r$$

Nous avons une équation différentielle qui donne avec la condition initiale $t = 0, N(t) = N_0$

$$N(t) = N_0 \frac{v_u P_u}{v_u P_u + v_r P_r} \left[1 - \exp -t (v_u P_u + v_r P_r) \right] \quad (2)$$

Dans nos conditions expérimentales et en prenant $U_0 = 0,3 \text{ eV}$, $l = 10^{-5} \text{ cm}$, $(v_u P_u + v_r P_r)$ reste supérieur à 10^7 quand σ varie entre σ_2 et σ_1 :

ainsi la valeur d'équilibre

$$N(t \rightarrow \infty) \approx N_0 \frac{v_u P_u}{v_u P_u + v_r P_r}$$

est pratiquement atteinte au bout de 10^{-6} sec. Donc, si la fréquence de mesure est de l'ordre du c/s, il est clair qu'au cours du temps le nombre de défauts dépiégés ne dépend que de la contrainte et qu'il n'y aura pas de déphasage entre la contrainte et la déformation.

De la même façon, nous pouvons montrer que pour une diminution de la contrainte de $\sigma > \sigma_1$ à $\sigma_2 < \sigma < \sigma_1$ au temps $t = 0$, nous obtenons avec la condition initiale $N(t) = N_0$ pour $t = 0$:

$$N(t) = N_0 \left[\frac{v_u P_u}{v_u P_u + v_r P_r} + \frac{v_r P_r}{v_u P_u + v_r P_r} \exp\{-(v_u P_u + v_r P_r) t\} \right]$$

cette fonction tend vers $N_0 \frac{v_u P_u}{v_u P_u + v_r P_r}$ plus rapidement que ci-dessus

car $\frac{v_r P_r}{v_u P_u + v_r P_r} < 1$

Il est à remarquer qu'il n'en est plus de même si la température est proche de 0°K ou la fréquence de travail de l'ordre du mégacycle.

A N N E X E I I I

Repiégeage d'une ligne de dislocation complètement dépiégée.

Soit une ligne de dislocation MN dépiégée (fig. 23-d). Elle a une possibilité de repiégeage en chacun des z points d'ancrage. La probabilité de repiégeage $\exp - \frac{U_2}{kT}$ est la plus grande pour U_2 le plus petit.

$$U_2 = \frac{U_0 q^2 n}{\beta n - 1} \left(\frac{\sigma}{\sigma_2} - 1 \right)^2$$

Cette quantité dépend de la valeur l , abscisse du point d'ancrage considéré, et qui entre dans la définition de σ_2 et β

$$\sigma_2 = \frac{2 \mu r_0 q}{b l (L-1)} \quad (\text{annexe I}) \quad \text{et} \quad \beta = \frac{2 l (L-1) U_0}{\mu r_0^2 \cdot L}$$

Posons $l(L-1) = \lambda$

On vérifie que λ varie dans le même sens que l pour $0 < l < \frac{L}{2}$.

$$U_2 \text{ est de la forme } U_2 = k_1 \frac{(k_2 \lambda - 1)^2}{\lambda}$$

Dérivons par rapport à λ

$$\frac{d U_2}{d \lambda} = k_1 \frac{k_2^2 \lambda^2 - 1}{\lambda^2}$$

$$\text{qui est du signe de } k_2^2 \lambda^2 - 1 = \left(\frac{\sigma}{\sigma_2} \right)^2 - 1$$

Comme on est à contrainte σ décroissante mais supérieure à σ_2 , on voit que $\frac{d U_2}{d \lambda}$ est positif.

Il en est de même de $\frac{d U_2}{d l}$; cela signifie que U_2 est le plus petit possible pour l minimum.

On repiègera donc d'abord au 1er point d'ancrage, c'est-à-dire pour $l = \frac{L}{z+1}$ (position de la figure 23-e).

A N N E X E I V

Calcul du frottement interne lié à la déformation plastique

En effectuant le changement de variable

$\theta = \omega t$, on peut écrire :

$$\begin{aligned}\Delta_P &= \frac{A G}{\sigma_o \omega} \int_0^{2\pi} \sin \theta \operatorname{Sh} \{B_1 (\sigma_o \sin \theta) - \sigma_P\} d\theta \\ &= \frac{A G}{\sigma_o \omega} \left[\int_0^{2\pi} \sin \theta \operatorname{Sh} \{(B_1 \sigma_o \sin \theta) \operatorname{Ch} (B_1 \sigma_P)\} d\theta \right. \\ &\quad \left. - \int_0^{2\pi} \sin \theta \operatorname{Ch} (B_1 \sigma_o \sin \theta) \operatorname{Sh} (B \sigma_P) d\theta \right]\end{aligned}$$

La deuxième intégrale est nulle dans l'intervalle $0 - 2\pi$

Quant à la première, elle est égale à deux fois l'intégrale de 0 à π

$$\Delta_P = \frac{2 A_1 G \operatorname{Ch} (B_1 \sigma_P)}{\sigma_o \omega} \int_0^{\pi} \sin \theta \operatorname{sh} (B_1 \sigma_o \sin \theta) d\theta$$

Mais la déformation plastique ne peut se produire que quand $|\sigma_o \sin \omega t|$ est supérieur à σ_P . Il faut donc modifier les bornes d'intégration :

$$\begin{aligned}\Delta_P &= \frac{2 A_1 G \operatorname{Ch} (B_1 \sigma_P)}{\sigma_o \omega} \int_a^{\pi-a} \sin \theta \operatorname{Sh} (B_1 \sigma_o \sin \theta) d\theta \\ &= \frac{2 A_1 G \operatorname{Ch} (B_1 \sigma_P)}{\sigma_o \omega} \left[\int_0^{\pi} \sin \theta \operatorname{Sh} (B_1 \sigma_o \sin \theta) d\theta \right. \\ &\quad \left. - 2 \int_0^a \sin \theta \operatorname{Sh} (B_1 \sigma_o \sin \theta) d\theta \right]\end{aligned}$$

avec $a = \arcsin \frac{\sigma_P}{\sigma_o}$

Sous le premier signe $\int$, on reconnaît la forme intégrale de la fonction de Bessel modifiée du 1er ordre de la variable $B_1 \sigma_0$. Lorsque σ_0 est inférieur à σ_P , Δ_P n'a pas de réalité physique et de toutes façons la différence des intégrales est nulle.

Quand $\sigma_0 = \sigma_P$, la différence des deux intégrales reste nulle, ce qui peut s'écrire

$$\Delta_P = \frac{A_2}{\sigma_0} \left[I_1 (B_1 \sigma_P) - I_1 (B_1 \sigma_P) \right]$$

avec
$$A_2 = \frac{2 A_1 G \operatorname{Ch} (B_1 \sigma_P)}{\omega}$$

Quand σ_0 devient supérieur à σ_P ,

$$\Delta_P = \frac{A_2}{\sigma_0} \left[I_1 (B_1 \sigma_0) - 2 \int_0^a \sin \theta \operatorname{Sh} (B_1 \sigma_0 \sin \theta) d\theta \right]$$

L'utilisation du premier théorème de la moyenne permet de vérifier que la deuxième intégrale décroît très rapidement de la valeur $I_1 (B \sigma_P)$ quand $\sigma_0 = \sigma_P$ à zéro quand σ_0 devient supérieur à σ_P .

Nous ne développons pas ce calcul car la valeur numérique qui en résulte est négligeable devant le 1er terme sauf au voisinage de $I_1 (B \sigma_P)$.

CHAPITRE IV

APPLICATION A NOS RESULTATS

Il nous a semblé que nos courbes expérimentales peuvent s'interpréter au moins qualitativement à l'aide des modèles que nous venons d'exposer, c'est-à-dire par une combinaison de deux types de frottement interne, l'un dû au dépiégeage réversible des lignes de dislocations Δ_H , l'autre dû au glissement irréversible des lignes de dislocations Δ_P . Nous avons vu sur la figure 24 que les positions respectives de Δ_H et Δ_P conditionnent l'aspect de la courbe $\delta = f(\epsilon)$, mais la variation des coefficients des relations qui décrivent ces deux composantes du frottement interne ont également une grosse influence sur l'aspect d'ensemble de la courbe.

1 - ETATS CARACTERISTIQUES DE L'ALUMINIUM

a) Etat brut de laminage (fig. 6-a et 11-a)

Le frottement interne du métal brut de laminage commence à un niveau élevé, il croît continuellement et cette croissance est relativement lente. Avant ϵ_p ($30 \cdot 10^{-6}$), le frottement interne augmente déjà, ce qui paraît montrer que Δ_H n'est pas absolument négligeable. A l'état brut de laminage, les boucles de dislocation sont probablement très courtes et il y en a sans doute une forte proportion qui ne peuvent pas participer au Δ_H^7 . Celles qui participent au Δ_H , balayent par dépiégeage une faible surface, elles n'absorbent donc que peu d'énergie. De même la contribution de ces dislocations au Δ_P reste faible du fait du trop petit nombre d'entre elles qui peuvent glisser. L'existence du Δ_P est confirmée d'une part par le fait qu'il a été possible de déterminer un seuil de déformation plastique ϵ_p , et d'autre part par le fait qu'aux déformations plus élevées que celles représentées sur les figures, nous avons observé une croissance plus rapide du frottement interne. Ainsi à l'état écroui, Δ_H et Δ_P contribuent au frottement interne, mais on ne les distingue pas; nous pouvons simplement supposer qu'aux déformations élevées il n'y a plus que du Δ_P .

b) Etat recuit et refroidi au four (fig. 6-b, 9-a, 11)

Le frottement interne croît considérablement dès les faibles valeurs de ϵ . Malgré la dispersion d'un échantillon à l'autre, difficile à éviter dans cet état, on perçoit sur chaque courbe une inflexion qui indique que les deux phénomènes précédemment étudiés Δ_H et Δ_P contribuent à l'amortissement total mesuré. La courbe obtenue est en effet semblable à celle présentée fig. 24-a et nous avons effectivement mesuré un faible ϵ_P de $6 \cdot 10^{-6}$. Ainsi Δ_H et Δ_P sont pratiquement confondus et de ce fait difficiles à distinguer.

Nous avons vu, en présentant les résultats expérimentaux, que la diffusion à la température ambiante tend à faire disparaître ou tout au moins à atténuer le Δ_H par blocage des lignes de dislocation par des impuretés. Il peut donc paraître étonnant d'observer ce Δ_H sur des échantillons recuits et refroidis au four (voir également la fig. 12 qui concerne l'aluminium trempé puis revenu). Il nous a semblé, et nous l'avons vérifié, expérimentalement, que la cause principale d'apparition du Δ_H dans cet état est l'écrouissage occasionné par la manipulation de l'éprouvette quand on la fixe sur ce pendule. En effet, la limite d'anélasticité d'un matériau recuit et refroidi au four est très faible et la manipulation peut entraîner la création de dislocations fraîches pouvant participer au Δ_H . Une vérification de ce raisonnement apparaît sur la figure 13 où sont portés les résultats concernant un aluminium recuit à 260°C après trempe ; nous pouvons comparer le frottement interne mesuré juste après fixation (13-a) et deux jours plus tard (13-b) : le vieillissement sur le pendule diminue très nettement le frottement interne dans le domaine d'apparition du Δ_H , tandis qu'il ne modifie pratiquement pas le Δ_P .

C'est après un recuit d'1 heure à 600°C et refroidissement au four que nous avons obtenu le Δ_P le plus important. Cela est raisonnable d'après les considérations qui précèdent : la déformation plastique est très facile (par suite de la très grande longueur de boucle L_N). Nous avons tracé le Δ_P de cet état suivant la relation (34) valable aux déformations relativement élevées et obtenu sensiblement une droite représentée sur la fig. 28-a, dont la pente donne une évaluation de la constante B et ainsi un volume d'activation : $20 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3$.

c) Etat trempé après recuit (Fig. 6-c , 8-e-f-g)

La trempe à l'eau depuis une température élevée augmente ϵ_p , nous avons ainsi obtenu 30.10^{-6} après trempe depuis 560°C . Nous pouvons constater qu'en dessous de ϵ_p , le frottement interne est pratiquement indépendant de l'amplitude de la déformation. D'autres auteurs avaient déjà observé un frottement interne indépendant de l'amplitude dans cette zone de contrainte où, à l'état recuit, la croissance du frottement interne est très rapide^{43,75}. Ce résultat paraît être général puisqu'il a pu être observé sur d'autres métaux, l'or⁷⁶ et le cuivre⁷⁷. Le frottement interne du type Δ_H ne se manifeste donc pratiquement pas dans le cas de l'aluminium trempé à partir d'une température élevée. Ce fait peut-être relié à l'augmentation de la limite élastique observée dans les mêmes conditions par essai de traction⁷³. En effet, bien que le durcissement observé ne soit pas encore quantitativement bien compris, il paraît dû à l'ancrage des défauts linéaires par des défauts ponctuels mobiles et par des défauts secondaires complexes⁷⁹ développés pendant le vieillissement et peut-être partiellement pendant la trempe⁸⁰.

En première approximation, le frottement interne expérimentalement mesuré est donc du type Δ_p et nous pouvons chercher à le représenter suivant la relation (34). Sur la figure 27, nous représentons ainsi le frottement interne Δ_p de l'aluminium trempé depuis 420°C (fig. 27-a) et depuis 560°C (fig. 27-b) et nous constatons que chaque courbe est formée de deux droites très bien définies. La déformation critique ϵ_c , correspondant au passage d'une droite à l'autre, est celle du coude des courbes expérimentales. Nous obtenons ainsi dans chaque cas deux valeurs de la pente B : B_1 pour $\epsilon < \epsilon_c$ et B_2 pour $\epsilon > \epsilon_c$. Les valeurs numériques sont indiquées dans le tableau 1 et sur ce tableau nous pouvons constater que les coefficients B_1 sont à rapprocher du coefficient correspondant à l'écrouissage de 1 %, tandis que les coefficients B_2 sont plus grands et sont à rapprocher de celui de l'aluminium écroui de 0,25 %.

Cette exploitation graphique des courbes de frottement interne de l'aluminium trempé nous amène donc à deux constatations :

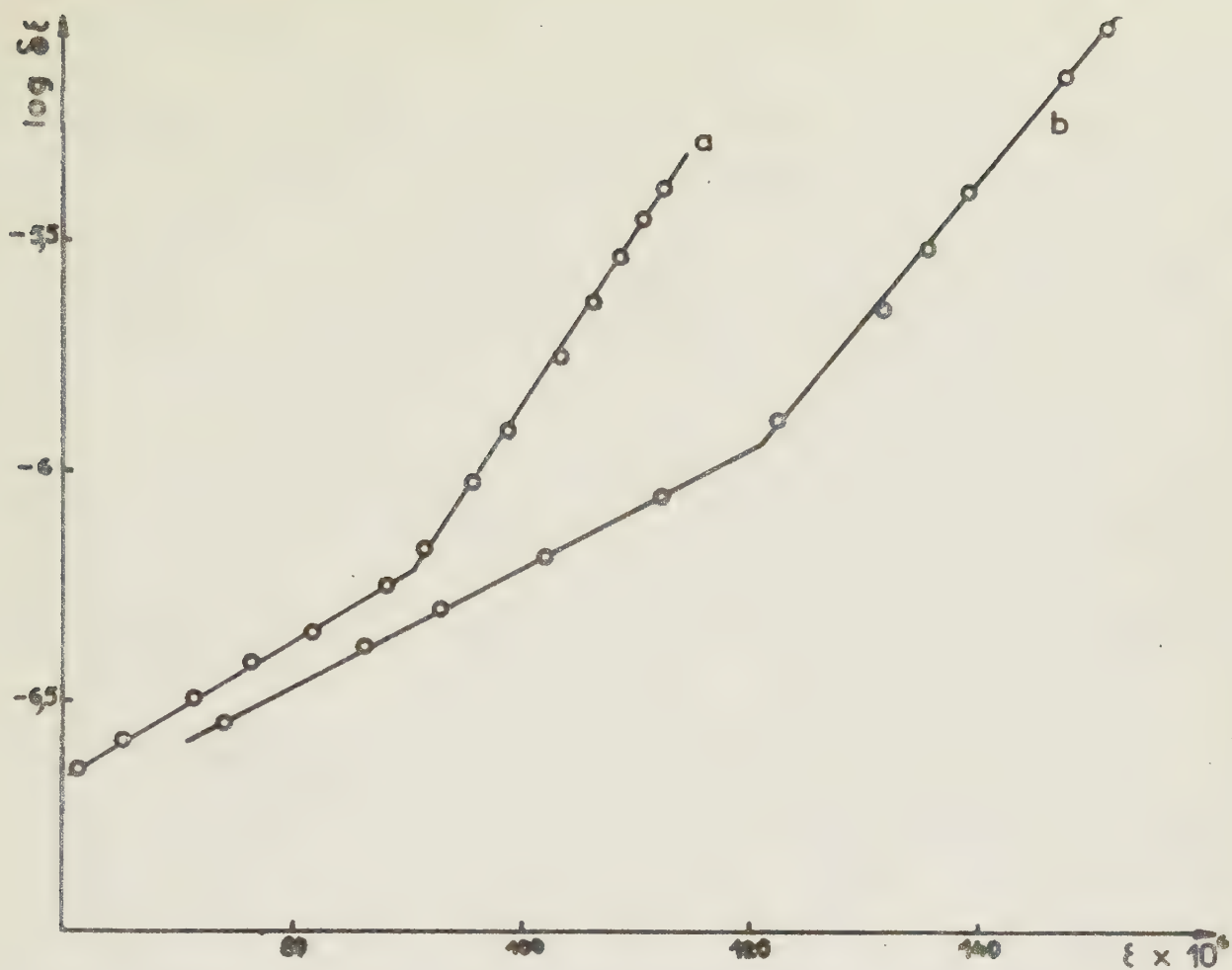


Fig. 27 - Exploitation graphique de la figure 8.

Expression du Δp de l'aluminium trempé suivant la relation simplifiée (35).

- a) Trempe depuis 420°C
- b) Trempe depuis 560°C

- la relation (34) est applicable à toute la gamme de déformation en modifiant la constante B au passage par une déformation critique ϵ_c .
- En-dessous de ϵ_c , le frottement interne Δ_p est du type de celui obtenu après écrouissage de 1 % ou plus. En-dessus de ϵ_c , Δ_p devient du type recuit-refroidi au four et très légèrement écroui.

Nous discuterons ceci plus loin.

Nous allons maintenant étudier l'évolution de ces états de base (écroui, recuit, recuit-trempe) sous l'influence de différents traitements thermomécaniques.

2 - INFLUENCE DE DIVERS TRAITEMENTS THERMOMECHANIQUES SUR LE FROTTEMENT INTERNE DE L'ALUMINIUM.

a) Influence de la température de trempe (fig. 8)

Si l'échantillon est trempé à partir d'une température inférieure à 290°C, il apparaît que le Δ_H et le Δ_p sont mieux séparés que dans le cas du métal refroidi au four. Il peut y avoir à cela deux raisons :

- le Δ_p serait repoussé vers des contraintes plus élevées par le durcissement provoqué par la déformation qui accompagne la trempe⁸¹.
- le Δ_H pourrait être plus important, car le chauffage dans ce domaine de température suivi d'une trempe entraîne une libération au moins partielle des dislocations de leurs atmosphères⁸².

Entre 300 et 420°C, Δ_H s'atténue et disparaît, tandis que Δ_p est déplacé vers des déformations plus élevées. Dans ce cas, une partie du durcissement peut être due aux crans formés sur les lignes de dislocations par l'absorption de monolacunes. En effet, suivant Federighi⁸³, la concentration des centres de nucléation est très petite après trempe à partir de faibles températures et il est possible aux monolacunes de migrer⁸⁴ à la température ambiante (de même la réaction monolacunes-bilacunes est très importante par suite de la faible concentration en défauts simples). Dans ces conditions, la formation de crans pourrait durcir le métal.

Au-delà de 420°C, la disparition de Δ_H peut être reliée à l'apparition de nouveaux défauts : amas, boucles de dislocation si la température avant trempe est plus élevée⁸⁵. Ces défauts, par leur champ de contrainte⁸⁶, s'opposent au dépiégeage des lignes de dislocations. La déformation critique ϵ_c du coude de la boucle est déplacée vers des contraintes plus élevées en accord avec la variation de la limite élastique en fonction de la température de trempe observée sur l'aluminium^{82,87} ou d'autres matériaux⁸⁸. Aux déformations supérieures à ϵ_c , la pente de la courbe Δ_P reste sensiblement parallèle c'est-à-dire du type de l'aluminium recuit, refroidi au four et faiblement écroui, comme cela apparaît sur la figure 27.

Ainsi, l'augmentation de la température de trempe entraîne une disparition de Δ_H et une augmentation de ϵ_c c'est-à-dire du coude de la courbe, tandis que la pente du Δ_P au-delà de ϵ_c reste sensiblement la même.

b) Influence du taux d'écrouissage sur le frottement interne de l'aluminium recuit et refroidi au four (fig. 9)

Dès les plus faibles taux d'écrouissage, la courbe $\delta = f(\epsilon)$ est nettement modifiée : la pente de la composante Δ_P décroît fortement avec les écrouissages croissants et si Δ_H paraît augmenter, il ne se distingue pas nettement de Δ_P quand la mesure est faite 24 heures après écrouissage. Si la mesure est faite 1 heure après déformation plastique, au lieu de 24 heures (fig. 7-b et 7-c), le Δ_H apparaît plus nettement. Ce résultat confirme encore l'effet du vieillissement à la température ambiante sur la mise en évidence du Δ_H , il semble donc que par diffusion à la température ambiante, des ancrages se reforment sur les lignes de dislocations fraîchement déplacées ou créées annihilant ainsi par leur densité toute possibilité de dépiégeage avant le glissement plastique.

Afin d'effectuer une exploitation graphique des résultats ainsi obtenus, nous les avons reportés sur la figure 28, suivant la relation (34) de Δ_P . Pour les valeurs de $B(\epsilon_0 - \epsilon_P)$, supérieures à 1,5 nous obtenons des droites satisfaisantes pour plusieurs taux d'écrouissage. La pente de ces droites donne des valeurs de la constante B qui sont indiquées dans le tableau 1. La décroissance de B avec le taux d'écrouissage variant de 0 à 1 % montre une variation de volume d'activation de 12 à 1.10^{-20} cm^3 .

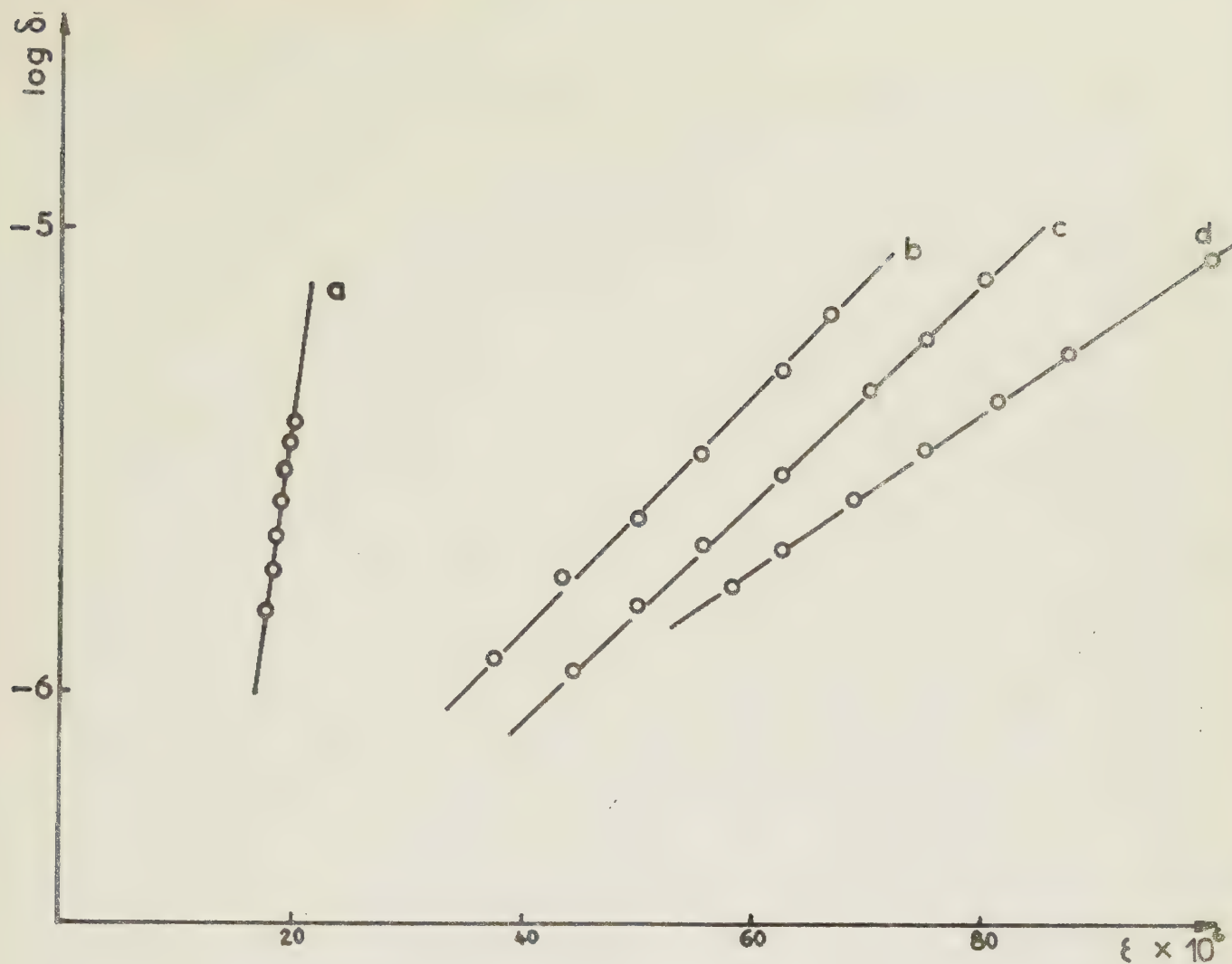


Fig. 28 - D'après la figure 9, expression de Δ_p de l'aluminium recuit, puis écreui suivant la relation (35).

- a) Aluminium recuit, pas d'écreuissage
- b) Ecreuissage de 0,25 %
- c) Ecreuissage de 0,5 %
- d) Ecreuissage de 1 %

c) Influence du taux d'écrouissage sur le frottement interne de l'aluminium trempé (fig. 10).

Nous avons observé que pour un écrouissage inférieur à 1 %, la modification de la courbe est faible ; Δ_P apparaît dans ces conditions pour une plus faible contrainte ou déformation de mesure. Ce résultat signifie que la déformation plastique apparaît à plus faible contrainte, dans un aluminium trempé et déformé que dans un échantillon qui a seulement été trempé. Il y a là une apparente contradiction que nous pouvons comprendre grâce aux résultats obtenus en microscopie électronique par Shin⁸⁷. En effet, cet auteur a montré que la déformation plastique se répartit irrégulièrement dans un aluminium trempé. Les échantillons déformés présentent toujours des bandes où les boucles de trempe semblent avoir été "balayées". Ces bandes sont droites et ont une largeur de l'ordre du micron, elles apparaissent le long des lignes d'intersection des plans (111) avec la surface examinée. Le reste du matériau n'est pas perturbé tant que le taux de déformation n'atteint pas des valeurs trop élevées supérieures à 6 %. Dans ces zones "nettoyées" de leurs boucles, on peut observer des lignes de dislocations de forme très compliquée.

De ces observations, nous pouvons vraisemblablement en déduire que le glissement des lignes de dislocations dans ces bandes est plus facile que dans le reste du matériau et qu'il peut donc commencer sous une contrainte appliquée plus faible. Mais l'augmentation du taux d'écrouissage perturbe ces zones comme dans le cas d'un matériau recuit, l'augmentation de la densité de dislocation et leur enchevêtrement entraînent une diminution de la pente de Δ_P . De même, dans ces zones, des dislocations "fraîches" peuvent se dépiéger de leurs ancrages mous et dissiper ainsi de l'énergie par le phénomène de Δ_H , ce qui explique qu'après écrouissage de l'aluminium trempé, on peut observer une lente augmentation du frottement interne dès les plus faibles déformations.

L'exploitation graphique de l'aluminium trempé représentée sur la figure 27 nous paraît également tout à fait en accord avec les observations de Shin : jusqu'en une certaine contrainte critique ϵ_c , Δ_P de l'aluminium trempé se rapproche de celui de l'aluminium écroui de 1 % ou plus, mais il n'y a pas

de Δ_H , bloqué comme nous l'avons signalé par le champ de contrainte des défauts secondaires. A partir de ϵ_c , le volume d'activation augmente et devient du type de celui de l'aluminium refroidi au four et légèrement écroui. Nous pensons qu' ϵ_c est la limite d'apparition des bandes nettoyées de leurs boucles, dans lesquelles les lignes de dislocations se comportent comme à l'état recuit et légèrement écroui.

d) Influence de la température de revenu sur le frottement interne de l'aluminium écroui (fig. 11)

Entre 220°C et 320°C, la courbe $\delta = f(\epsilon)$ de l'aluminium brut de laminage change de forme pour se rapprocher de la courbe du métal recuit : Δ_H réapparaît, la pente de Δ_P augmente considérablement et la combinaison de ces deux types de frottement interne donne une courbe qui ressemble au schéma 24-a caractéristique de l'état recuit et refroidi au four.

Nous avons vérifié par mesure de dureté que l'intervalle de température entre les deux types de courbe correspond au domaine de recristallisation. Enfin comme nous l'avons précédemment expliqué, nous pensons que le Δ_H trouve son origine dans la déformation au cours de la fixation de l'éprouvette.

e) Influence de la température de revenu sur le frottement interne de l'aluminium trempé (fig. 12)

L'influence du revenu est dans ce cas progressive. Le premier revenu à 85°C permet de mettre en évidence un déplacement de Δ_P vers des déformations plus faibles ; cet effet est amplifié par revenu à des températures plus élevées. Cela pourrait être dû à l'évolution des ancrages : l'augmentation de la taille moyenne des boucles et la croissance de leur densité^{80,87} pourrait entraîner une diminution de ϵ_c contrainte critique d'apparition des bandes "nettoyées" de défauts secondaires.

A 250°C (voir également fig. 7-a), nous trouvons le même type de courbe qu'en fig. 24-b : Δ_H réapparaît, à cette température, les lignes de dislocations sont plus régulières. A plus haute température, nous trouvons le courbe de l'état recuit et refroidi au four. En comparant les figures 11 et 12, nous

pouvons observer que le passage vers l'état recuit est plus progressif dans le cas de l'aluminium trempé que dans le cas de l'aluminium écroui, en particulier la distinction entre Δ_H et Δ_P est plus nette. Nous pensons que cela vient de ce que par revenu après trempe, il n'y a pas une véritable recristallisation mais plutôt réarrangement progressif des lignes de dislocations. De ce fait, Δ_P reste maintenu à des déformations un peu plus élevées qu'après écrouissage-revenu, et la distinction du Δ_H est plus facile.

La figure 13 montre que ce Δ_H trouve essentiellement son origine dans la déformation provoquée par la fixation de l'éprouvette, en effet un vieillissement sur le pendule à la température ambiante atténue beaucoup l'anomalie de la courbe.

Ainsi il semble bien que la mise en évidence de Δ_H dans l'aluminium que nous avons utilisé est une conséquence de la manipulation de l'éprouvette. Cependant le traitement préalable permet de favoriser plus ou moins cette mise en évidence.

En ce qui concerne le Δ_P , nous représentons sur la figure 29, la partie de la courbe rapidement ascendante ($\epsilon > \epsilon_c$) suivant la relation simplifiée (35). Nous constatons sur le tableau 1 que le coefficient B et le volume d'activation ne varient sensiblement qu'après le revenu à 420°C.

3 - ETUDE DE L'ALLIAGE ALUMINIUM-ZINC A 3 %.

a) Influence du taux d'écrouissage sur le frottement interne de l'alliage aluminium-zinc, recuit et refroidi au four (fig. 14 et 15)

Nous avons déjà évoqué et commenté ces résultats dans le chapitre précédent en présentant notre schéma d'interprétation des résultats expérimentaux. C'est en effet en recherchant un cas favorable pour illustrer nos modèles d'interprétation que nous avons été amenés à réaliser ces mesures, dont nous présentons les points expérimentaux (fig. 14) en δ global et les courbes qu'on en déduit $\delta_{\text{local}} = f(\epsilon)$ (fig. 15).

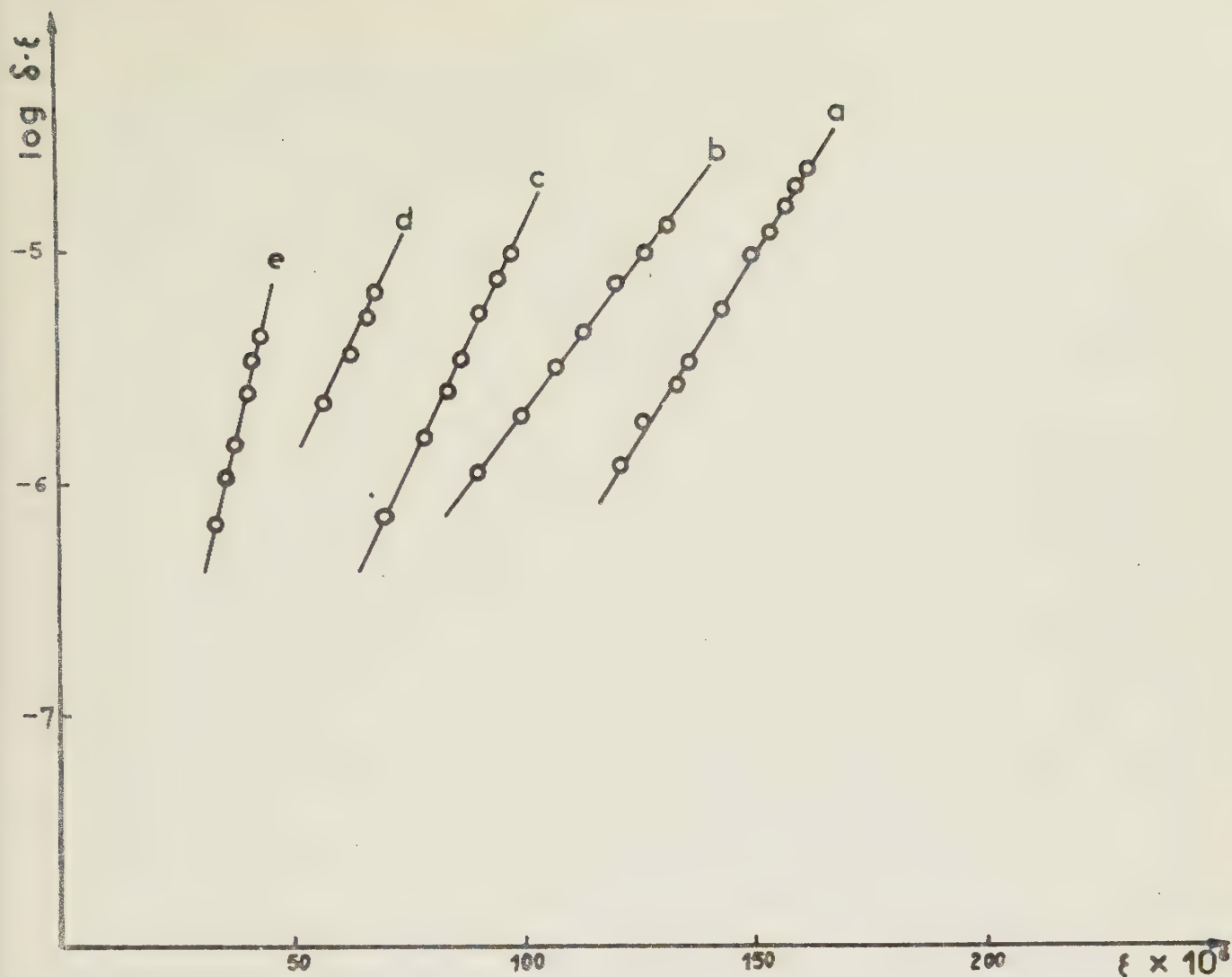


Fig. 29 - D'après la figure 12, étude du Δ_p rapidement ascendant de l'aluminium trempé, puis revenu suivant la relation (35).

- a) Trempe depuis 560°C, pas de revenu
- b) Revenu à 175°C
- c) Revenu à 220°C
- d) Revenu à 250°C
- e) Revenu à 420°C

Le frottement interne de l'aluminium brut de laminage, courbe (e) croît continuellement et cette croissance est relativement lente. Nous avons trouvé dans ce cas qu' ϵ_p est égal à $75 \cdot 10^{-6}$, la croissance du frottement interne avant ϵ_p , montre que Δ_H n'est pas négligeable, mais les boucles de dislocations sont courtes et leur contribution au frottement interne est faible. Pour la même raison, le glissement des lignes de dislocations est difficile et la croissance du Δ_p est lente. Ce résultat est tout à fait cohérent avec celui obtenu dans le cas de l'aluminium recuit.

Après recuit et refroidissement au four, les dislocations sont bloquées par des ancrages probablement complexes⁸³ et leur contribution au Δ_H est faible. Par ailleurs la limite d'anélasticité est plus élevée dans cet alliage que dans l'aluminium précédemment étudié : $25 \cdot 10^{-6}$, et la déformation provoquée par la fixation de l'éprouvette sur le pendule n'est plus assez forte pour libérer suffisamment de dislocations de leurs atmosphères et les rendre aptes à participer au Δ_H . Par contre, les lignes L_N sont sans doute de grande longueur et leur activation possible sous faible contrainte entraîne l'existence d'un Δ_p important. La libération d'un certain nombre de lignes de dislocations de leurs ancrages ou la création de nouvelles lignes, par l'application d'un écrouissage permet de faire apparaître le frottement interne de type Δ_H avant que celui de type Δ_p ne devienne important. En effet, les courbes obtenues ressemblent à la fig. 24-c. Sur la figure 25, nous avons exprimé ce Δ_H suivant la relation (28) de G.L.

$$\Delta_H = \frac{C_1}{\epsilon} \exp \left(-\frac{C_2}{\epsilon} \right)$$

Cette fonction, nulle pour $\epsilon = 0$, passe par un maximum d'abscisse $\epsilon_M = C_2$ et de valeur $\Delta_{H_M} = \frac{C_1}{e C_2}$. Si la relation (28) est vérifiée, nous devons obtenir graphiquement une droite $\text{Log} (\Delta_H \cdot \epsilon) = f(1/\epsilon)$ dont la pente est $-C_2$ et d'ordonnée à l'origine $\text{Log } C_1$.

Sur les droites de la fig. 26, nous pouvons constater que l'augmentation de ϵ_M avec le taux d'écrouissage s'accompagne effectivement d'une augmentation de la pente dont la valeur est dans chaque cas relativement proche de ϵ_M . D'autre

part, après un écrouissage de 1,5 %, le faible Δ_{H_M} s'accompagne d'une faible ordonnée à l'origine. Ces constatations nous paraissent montrer un accord raisonnable entre la relation (28) et nos résultats. L'exploitation graphique du Δ_P (fig. 26), montre quant à elle, que le volume d'activation passe de 2,7 après recuit à $1,2 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3$ après écrouissage de 1 % (tableau 1).

b) Influence du temps après écrouissage sur le frottement interne de l'aluminium-zinc recuit (fig. 16)

Une éprouvette d'aluminium-zinc à 3 % a été recuite 12 h à 550°C et refroidie au four. Après écrouissage de 1 %, nous avons tracé les courbes de frottement interne en fonction du temps. Le minimum important observé sur ces courbes, confirme la séparation entre Δ_H et Δ_P que nous proposons. Nous n'observons pas cette fois, la partie croissante du Δ_H et nous pensons que cela est dû au recuit plus élevé et plus prolongé dans ce cas. Ce résultat semble être confirmé par le déplacement vers les faibles déformations également du Δ_P par rapport à la courbe 15-b correspondant au même écrouissage dans le cas précédent. (Nous n'avons pas reporté la courbe correspondant à 4 h de vieillissement, courbe identique à celle de 1 h).

Nous constatons que le Δ_H ainsi mis en évidence semble plus important au bout d'une heure de vieillissement qu'après un quart d'heure puis il disparaît en 18 h à la température ambiante. Cela semble nous montrer que juste après déformation, il y a trop peu d'ancrages mous sur les dislocations "fraîches" pour permettre l'apparition d'un Δ_H , tandis qu'après un temps de vieillissement trop long, la densité d'ancrages mous est trop élevée et le dépiégeage réversible n'est plus possible. Remarquons qu' ϵ_P augmente avec le temps de vieillissement et que Δ_P se déplace vers les déformations élevées ce qui reste en accord avec l'hypothèse d'un blocage des lignes par diffusion.

La figure 16 met donc nettement en évidence, l'importance du paramètre temps dans l'observation du frottement interne du type Δ_H .

4 - ETUDE DU FROTTEMENT INTERNE DU CUIVRE O.F.H.C. ET DU PLOMB

a) Influence du taux d'écrouissage sur le frottement interne du cuivre recuit et refroidi au four (fig. 17 et 18)

La courbe obtenue après refroidissement au four ressemble à celle de l'aluminium-zinc traité de la même façon : une lente augmentation, puis la croissance très rapide du frottement interne, c'est-à-dire faible Δ_H , puis Δ_P important. L'explication nous paraît identique : moindre sensibilité à la déformation par fixation de l'échantillon, les lignes de dislocations restent ancrées dans leurs atmosphères et ne contribuent pas au Δ_H tandis que leur longueur entraîne une forte contribution au Δ_P .

Comme précédemment, nous pouvons constater que l'application d'un écrouissage fait apparaître un net Δ_H , déplace Δ_P vers les déformations élevées, tout en diminuant sa pente. Ainsi l'étude d'un matériau dont l'énergie de défaut d'empilement est bien plus faible que dans l'aluminium ne semble pas modifier qualitativement notre schéma d'interprétation.

L'analyse graphique du Δ_P représentée sur la figure 30 montre que le modèle de Δ_P s'applique en première approximation au cuivre. Les valeurs numériques ainsi obtenues sont indiquées dans le tableau 1. D'après la relation (35), l'ordonnée à l'origine est égale à $\text{Log } A$. Si nos hypothèses sont exactes, A varie comme la densité de dislocation ρ , tandis que B varie en $1/\sqrt{\rho}$. Entre le cuivre refroidi au four et celui écroui de 2,5 %, nous obtenons une variation de A en $(29)^2$ et une variation de B en $1/22$. Ce résultat sans être décisif n'est au moins pas en désaccord avec nos hypothèses.

b) Influence du taux d'écrouissage sur le frottement interne du cuivre trempé (fig. 19)

Après trempe, le frottement interne du cuivre présente une croissance très régulière et relativement rapide qui montre que le Δ_H est pratiquement inexistant et que le Δ_P se superpose presque à celui du cuivre écroui de 1 % (fig. 18 - b). La disparition du Δ_H peut être imputée comme précédemment au champ de

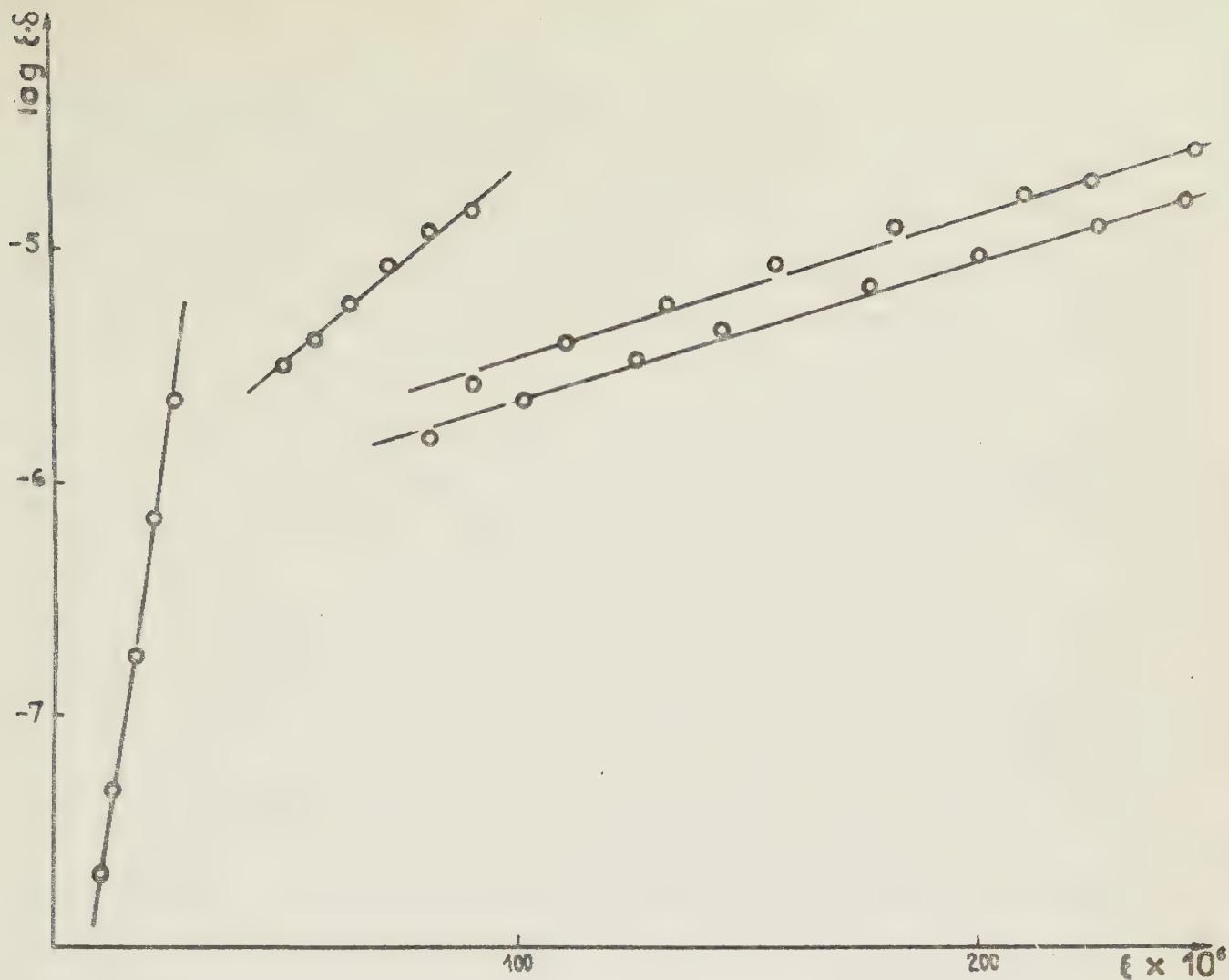


Fig. 30 - D'après la figure 18, étude graphique du Δ_p du cuivre recuit 6 h à 1000°C, refroidi au four, puis écreui.

- a) Pas d'écreuissage
- b) Ecreuissage de 1 %
- c) Ecreuissage de 2,5 %
- d) Ecreuissage de 6 %.

contrainte créé par les défauts secondaires de trempe⁸⁹, mais le fait que le Δ_p ne soit que peu décalé vers les déformations élevées provient nous semble-t-il de la faible vitesse de trempe obtenue dans ce cas.

Par application d'une déformation, la courbe de frottement interne devient du type 24-b c'est-à-dire qu'elle est la combinaison d'un Δ_H que l'écrouissage fait apparaître et de Δ_p .

Sur la figure 31, nous représentons, suivant la relation (35), le Δ_p des différents taux d'écrouissage. L'accord avec la relation reste raisonnable et le basculement progressif des droites traduit l'augmentation de la densité de dislocation.

c) Etude du plomb commercial (fig. 20)

Ce résultat paraît être une illustration supplémentaire de notre modèle d'interprétation. La courbe obtenue est en effet du type 24-c, c'est-à-dire que le Δ_H et le Δ_p sont suffisamment séparés pour qu'on puisse observer un maximum de frottement interne avant que le Δ_p ne devienne trop important.

Ainsi ces quelques résultats tendent à montrer que nos schémas d'interprétation sont qualitativement applicables à divers matériaux autres que l'aluminium et ses alliages.

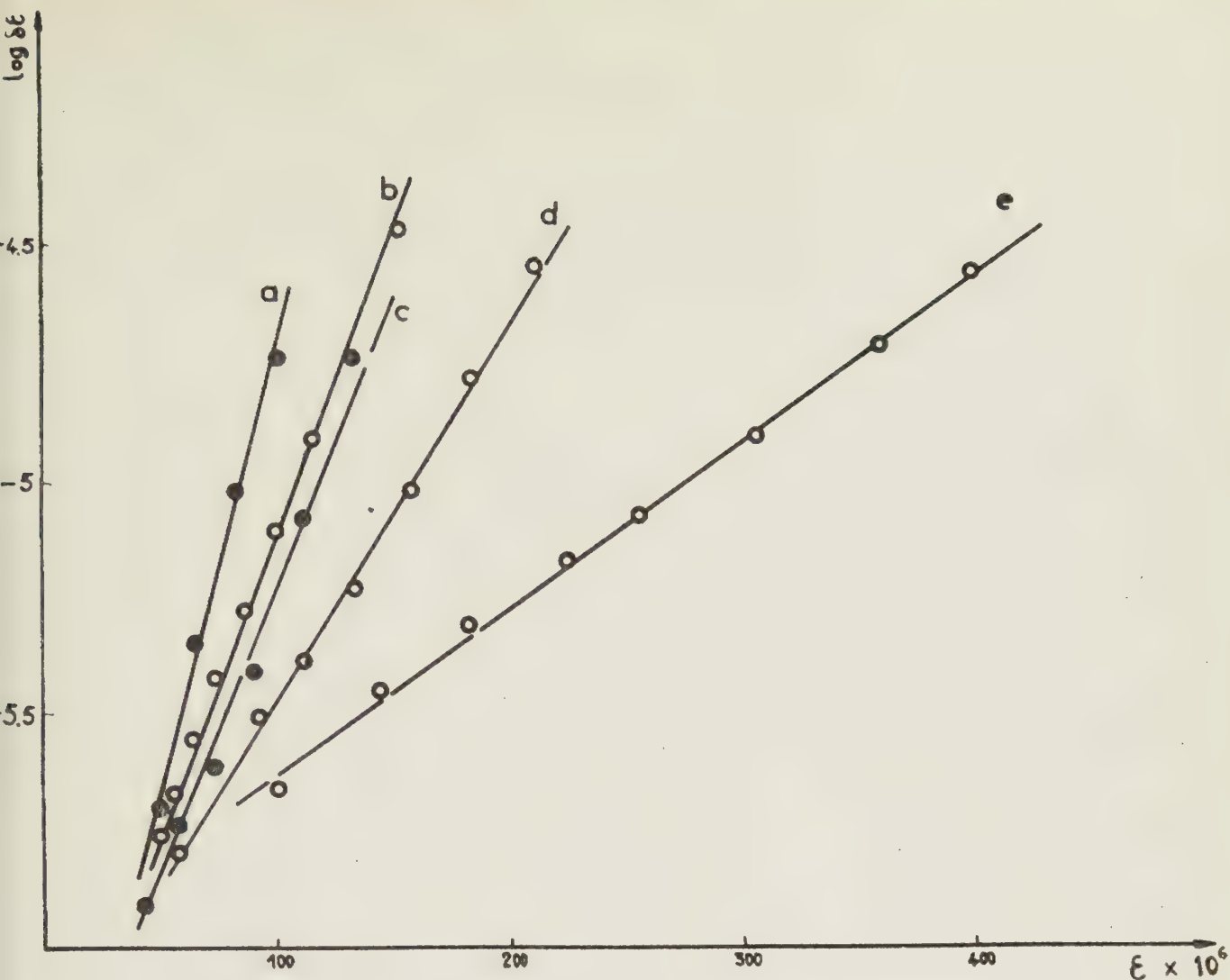


Fig. 31 - D'après la figure 19, étude graphique du Δ_p du cuivre trempé depuis 900°C et écreui.

- a) Pas d'écreuissage
- b) Ecreuissage de 0,5 %
- c) Ecreuissage de 1 %
- d) Ecreuissage de 2,2 %
- e) Ecreuissage de 6 %.

T A B L E A U I

Résultats obtenus en traitant les données expérimentales
suivant la relation théorique de Δ_p que nous proposons.

Matériau	Traitement	Ben 10^4 CGS	Volume d'activation en 10^{-20} cm^3
Al	: Recuit 1 ^h à 600°C et R.F.	: 40	: 12
	: id. + écrouis. 0,25 %	: 6,1	: 1,9
	: id. + " 0,6 %	: 5,4	: 1,7
	: id. + " 1 %	: 3,8	: 1,2
	: id. + trempe depuis 420°C	: $B_1 = 3,5$ $B_2 = 8,85$	: $V_1 = 1,1$ $V_2 = 2,7$
	: id. + " " 560°C	: $B_1 = 3$ $B_2 = 7,1$	: $V_1 = 0,9$ $V_2 = 2,2$
	: trempe depuis 560°C +	:	:
	: revenu à 185°C	: 6,1	: 1,9
	: id. + revenu à 220°C	: 9,7	: 3
	: id. + revenu à 250°C	: 7	: 2,2
	: id. + revenu à 420°C	: 19,3	: 6
Al-Zn à 3 %	: Recuit 12h à 550°C et R.F.	: 8,7	: 2,7
	: id. + écrouis. 1 %	: 3,9	: 1,2
	: id. + écrouis. 1,5 %	: 1,6	: 0,5
	: id. + écrouis. 2,5 %	: 0,9	: 0,3
Cuivre O.F.H.C.	: Recuit 6h à 1000°C et R.F.	: 31	: 9,7
	: id. + écrouis. 1 %	: 3,8	: 1,2
	: id. + écrouis. 2,5 %	: 1,5	: 0,5
	: id. + écrouis. 6 %	: 1,4	: 0,4
	: trempe depuis 900°C	: 4,5	: 1,4
	: id. + écrouis. 0,5 %	: 3	: 0,9
	: id. + écrouis. 1 %	: 2,8	: 0,9
	: id. + écrouis. 2,2 %	: 1	: 0,3
	: id. + écrouis. 6 %	: 0,8	: 0,3

C O N C L U S I O N

Ce travail s'inscrit dans le cadre de la mise au point d'un certain nombre de méthodes permettant l'étude des propriétés des solides en liaison avec leurs défauts de structure. Dans cet esprit, après avoir mis au point des méthodes de mesure et de calcul adaptées à nos besoins, nous avons étudié le frottement interne dépendant de l'amplitude de la déformation de plusieurs matériaux soumis à divers traitements thermomécaniques. Nous avons enfin analysé les courbes obtenues à la température ambiante en fonction d'une combinaison de Δ_H et Δ_P qui sont respectivement les composantes du frottement interne dû au dépiégeage réversible d'une part et à la déformation plastique d'autre part.

Pour expliquer nos résultats obtenus à la température ambiante et à la fréquence de 1 cycle/s, nous avons fait intervenir la notion de dépiégeage et de repiégeage thermiquement activé. Pour nos conditions expérimentales, nous avons pu montrer qu'aux faibles déformations, les lignes de dislocations se comportent en première approximation comme dans le modèle de Granato et Lücke. Le fait de travailler à la température ambiante, déplace simplement vers les valeurs plus faibles, la contrainte de dépiégeage "catastrophique". Ce résultat permet nous semble-t-il de comprendre que le modèle de Granato et Lücke établi pour le zéro absolu ait pu être si fréquemment vérifié jusqu'à des températures relativement élevées, par de nombreux auteurs.

Par ailleurs, nous avons vu qu'il est possible de décrire par une relation simple le frottement interne qui apparaît pour des déformations un peu plus importantes et que nous appelons Δ_P . L'expression proposée pour Δ_P est en bon accord avec l'hypothèse raisonnable de la présence dans ce domaine de mesure d'une déformation plastique activée thermiquement.

La combinaison de ces deux composantes du frottement interne nous a permis de présenter un schéma qualitatif d'interprétation de l'ensemble de nos résultats qui peuvent être ainsi résumés :

- a) le frottement interne du type Δ_P est un phénomène général qui apparaît quel que soit l'état du matériau pourvu que la déformation appliquée soit suffisante : seuls varient sa position et son aspect.
- b) la mise en évidence du frottement interne Δ_H dû au dépiégeage réversible exige qu'il existe un nombre suffisant de lignes de dislocations faiblement ancrées (par exemple fraîchement créées, déplacées ou libérées de leur atmosphère d'impureté).

D'autre part, la perception de Δ_H nécessite qu'il n'existe pas de boucles de dislocations trop longues entraînant l'existence d'un Δ_P important aux faibles déformations. L'écrouissage de 1 % après refroidissement au four, la trempe depuis une basse température, le recuit vers 250°C après trempe depuis une température élevée sont des traitements qui paraissent répondre à ces exigences.

- c) Il apparaît que le frottement interne Δ_H n'existe pas toujours (trempe depuis une température élevée, recuit et refroidissement au four du cuivre et de l'aluminium-zinc). Quand Δ_H existe, le frottement interne Δ_P se manifeste trop tôt pour permettre d'isoler nettement Δ_H .

C'est cette remarque qui nous a conduit à rechercher un matériau et un traitement permettant d'obtenir une séparation suffisante des deux types de frottement interne. L'alliage aluminium-zinc à 3 % légèrement écroui paraît être dans ce cas et nous avons pu valablement décrire les courbes obtenues par les relations proposées pour Δ_H et pour Δ_P .

Notre schéma de raisonnement peut également s'appliquer à divers matériaux et certains résultats de la littérature permettent de penser que le comportement de beaucoup de solides peut être également décrit dans un certain domaine de températures et de fréquences par la combinaison des modèles proposés.

B I B L I O G R A P H I E

- 1 - D.H. NIBLETT, J. WILKS, *Advances in Phys.*, 1960, vol. 9, pp 1-88
- 2 - J. WILKS, *Brit. J. Appl. Phys.*, 1965, vol. 12, p. 587
- 3 - J.S. KOEHLER, "Imperfections in nearly perfect crystals", 1952, Wiley and Sons, New-York
- 4 - A. GRANATO, K. LUCKE, *J. Appl. Phys.*, 1956, vol. 27, p. 583
- 5 - A. GRANATO, K. LUCKE, *J. Appl. Phys.*, 1956, vol. 27, p. 789
- 6 - J. FRIEDEL, Conf. TEDDINGTON Middlesex, Janv. 1963
- 7 - L.J. TEUTONICO, A. GRANATO, K. LUCKE, *J. Appl. Phys.*, 1964, vol. 35, p. 220
- 8 - M. KOIWA, R. HASIGUTI, *Acta Met.*, 1965, vol. 13, p. 1219
- 9 - D. GELLI, *Phys. Stat. Sol.*, 1965, vol. 12, p. 829
- 10 - P. FELTHAM, *Phil. Mag.*, 1966, vol. 13, p. 913
- 11 - W. MASON, "Resonance and relaxation in metals", Seminar of the Amer. Soc. for Metals, 1959, Plenum Press, New-York -1964
- 12 - J.D. FAST, *Met. Cor. Ind.*, 1961, vol. 36, p. 383 et 431
- 13 - J. DELATTE, J. GOUZON, L. HABRAKEN, *Rev. Univ. Mines.*, 1964, n° 6
- 14 - B. SECRETAN, Thèse, Ecole Polytechnique de Lauzanne, Suisse, 1964
- 15 - B. MARTINET, Thèse, Ecole Polytechnique de Lauzanne, Suisse, 1964
- 16 - P. BOCH, J. de FOUQUET, *C. R. Ac. Sc. Paris*, 1965, vol. 260, p. 3957
- 17 - C. ZENER, "Elasticité et anélasticité des métaux", 1955, Dunod-Paris
- 18 - H. BOMMEL, *Phys. Rev.*, 1954, 96, 220
- 19 - J. VILLAIN, Thèse, Faculté des Sciences de Poitiers, 1963
- 20 - P. CHOLLET, Thèse, Faculté des Sciences de Paris, 1962
- 21 - A. NOWICK, D. SERAPHIM, *Acta Met.*, 1961, vol. 9, p. 40
- 22 - C. LI, A. NOWICK, *Acta Met.*, 1961, vol. 9 p. 49
- 23 - D. SERAPHIM, A. NOWICK, *Acta Met.*, 1961, vol. 9, p. 85
- 24 - A. NOWICK, W. HELLER, *Adv. Phys.*, 1965, vol. 14, p. 101
- 25 - B. BERRY, *Acta Met.*, 1961, vol. 9, p. 98
- 26 - T.S. KE, *Phys. Rev.*, 1947, vol. 71, p. 533
- 27 - K. ENTWISTLE, *Mem. Sc. Rev. Met.*, 1959, vol. 56, p. 224

- 28 - A. SEEGER, Phil. Mag., 1956, vol. 1, p. 651
- 29 - C. BOULANGER, Rev. de Met., 1949, vol. 46, p. 255 et 321
- 30 - G. COLLETTE, C.R. Ac. Sc. Paris, 1958, p. 2756
- 31 - G. COLLETTE, Met. Cor. Ind., 1964, n° 464, p. 143
- 32 - G. KOR, Colloque de l'IRSID, St Germain-en-Laye, France, p. 149
- 33 - G. MARTIN, J. DELAPLACE, J. HILLAIRET, Note C.E.A., n° 535, p. 1965
- 34 - M.E. MORTON, S. LOTT, D. STAINSBY, J. Sc. Instr., 1963, vol.40, p.441
- 35 - T. LINDTVEIT, P. PEGUIN, P. GOBIN, J. Sc. Instr., 1964, vol.41, p.564
- 36 - B. LAZAN, "Structural Damping" Oxford Pergamon Press, 1960, p. 1
- 37 - J. PEREZ, P. PEGUIN, P. GOBIN, Brit. J. Appl. Phys., 1965, vol. 16, p.1347
- 38 - S. TIMOSHENKO, "Théorie de l'élasticité", Librairie Poly technique
Beranger Paris, 1961, p. 279 - 339
- 39 - P. PEGUIN, J. PEREZ, P. GOBIN, J. Sc. Instr., 1965, vol. 42, p. 814
- 40 - J. PEREZ, P. PEGUIN, P. GOBIN, J. Sc. Instr., 1966, vol. 43, p. 65
- 41 - J. PEREZ, J.F. DELORME, P. PEGUIN, P. GOBIN, à paraître
- 42 - P. GOBIN, Thèse, Faculté des Sciences de LYON, 1963
- 43 - C. PANSERI, T. FEDERIGHI, D. GELLI, Nuovo Cimento, Supplement au n° 26,
1962, vol. 10, p. 22
- 44 - J. CALVET, G. FANTOZZI, P. GOBIN, J. Instit. Met., à paraître 1967
- 45 - J. CALVET, Thèse, Faculté des Sciences de Lyon, 1966
- 46 - J.P. VILLAIN, J. de FOUQUET, Rev. Met., 1962, n° 4, p. 286
- 47 - H. CASWELL, J. Appl. Phys., 1958, vol. 29, p. 1210
- 48 - M. GOTO, J. Sc. Hiroshima Univ., 1959, vol. 23, p. 389
- 49 - A. GRANATO, K. LUCKE, J. SCHLIPF, L.J. TEUTONICO, J. Appl. Phys., 1964,
vol. 35, p. 2732
- 50 - R. HASIGUTI, N. IGATA, K. TANAKA, Acta Met., 1965, vol. 13, p. 1083
- 51 - E.C. OREN, N.F. FIORE, C.L. BAUER, Acta Met., 1966, vol. 14, p. 245
- 52 - J. WEERTMAN, E. SALKOVITZ, Acta Met., 1955, vol. 3, p. 1
- 53 - P. BOCH, J. de FOUQUET, C. R. Ac. Sc. Paris, 1965, vol. 260, p. 4750
- 54 - W. READ, Phys. Rev., 1940, vol. 58, p. 371
- 55 - J. FRIEDEL, "Dislocations", 1964, Pergamon Press
- 56 - Y. HIKI, J. Phys. Soc. Japan, 1958, vol. 13, p. 1138
- 57 - Y. HIKI, J. Phys. Soc. Japan, 1959, vol. 14, p. 590

- 58 - N.F. PRAVDYUK, Y.I. POKROVSKIY, V. VIRCKHROV, Berkeley Conference of Gloucestershire, 1961
- 59 - G. SAADA, "Le frottement Intérieur des Métaux", Colloque Irsid, 1960, p.107
- 60 - P. PEGUIN, J. PEREZ, P. GOBIN, Phys. Stat. Sol., 1966, vol. 15, p. 553
- 61 - M. KOIWA, R. HASIGUTI, Acta Met., 1963, vol. 11, p. 1215
- 62 - P. PEGUIN, J. PEREZ, P. GOBIN, à paraître dans Trans AIME, 1967
- 63 - J. WEERTMAN, J. WEERTMANN, "Physical Metallurgy", p. 793, Cahn-1965
- 64 - J.M. ROBERTS, D.E. HARTMAN, Trans AIME, 1964, vol. 230, p. 1125
- 65 - L. FINNIE, W. HELLER, "Creep of Engineering Materials", 1959, Mc Graw Hill Book Company
- 66 - B. JAOUL, "Etude de la Plasticité et Application aux Métaux", 1965, Dunod-Paris
- 67 - F. GAROFALO, Trans AIME, 1963, vol. 227, p. 351
- 68 - J. ROGAN, A. ALEXANDER, J. Instit. Met., 1966, vol. 94, p. 61
- 69 - J. DORN, J. Mech., Phys. Sol., 1954, vol. 3, p. 85
- 70 - O.D. SHERBY, J. LYTTON, J. DORN, Acta Met., 1957, vol. 5, p. 219
- 71 - P. LUKAS, M. KLESNIL, Phys. Stat. Sol., 1965, vol 11, p. 127
- 72 - C. REID, A. GILBERT, A. ROSENFELD, Phil. Mag., 1965, vol 12, p. 409
- 73 - S. TAKAHASHI, J. Phys. Soc. Japan, 1956, vol. 11
- 74 - S. BAKER, J. Appl. Phys., 1957, vol. 28, p. 734
- 75 - M. LEVY, M. METZGER, Phil. Mag., 1955, vol. 46, p. 1021
- 76 - A. ROSWELL, A. NOWICK, Acta Met., 1957, vol. 5, p. 228
- 77 - R. BARNES, N. HANCOCK, E. SILK, Phil. Mag., 1958, p. 519
- 78 - R. MADDIN, A. COTTRELL, Phil. Mag., 1955, vol. 46, p. 735
- 79 - M. KIRITANI, J. Phys. Soc. Japan, 1964, vol. 19, p. 618
- 80 - J. GUIMBARD, P. DESCOUTS, P. GOBIN, Brit. J. Appl. Phys., à paraître
- 81 - J. TAKAMURA, Int. Conf. on Lattice Defects, 1964, Argonne
- 82 - T. KINO, J. Sc. Hiroshima Univ., 1960, vol. 24, p. 85
- 83 - T. FEDERIGHI, Int. Conf. on Lattice Defects, 1964, Argonne
- 84 - W. de SORBO, D. TURNBULL, Phys. Rev., 1959, vol. 115, p. 560
- 85 - P. HIRSH, J. SILCOX, K. WESTMACOTT, Phil. Mag., 1958, vol. 3, p. 897
- 86 - F. KROUPA, Phil. Mag., 1962, vol. 7, p. 783
- 87 - P. SHIN, Thèse, Northwestern University, Illinois, 1964

- 88 - D. FEGRODO, J. Inst. Met., 1964, vol. 93, p. 268
- 89 - J. SILCOX, P. HIRSCH, Phil. Mag., 1959, vol. 4, p. 72
- 90 - B. LANGENECKER, Phys. Rev., 1966, vol. 145, p. 487
- 91 - B. DUBOIS, O. DIMITROV, C. R. Ac. Sc. Paris, 1966, vol. 262, p. 807
- 92 - R. KAMEL, E. ATTIA, Acta Met., 1961, vol. 9, p. 1047

T A B L E D E S M A T I E R E S

Introduction

Chapitre I - METHODES DE MESURE ET DE CALCUL DU FROTTEMENT INTERNE

1 - Le frottement interne	p. 4
2 - Mesure de l'amortissement d'un pendule de torsion	p. 6
a) Le pendule de torsion	p. 7
b) Principe de la mesure de l'amortissement d'un pendule de torsion	p. 10
c) Description de la technique	p. 13
3 - Calcul du frottement interne réel de l'éprouvette	
a) Introduction	p. 15
b) Bases du calcul	p. 16
c) Méthode de calcul	p. 18
d) Comparaison entre les différentes méthodes	p. 21
e) Applications	p. 22
4 - Programmation pour ordinateurs des différents calculs	
a) Introduction	p. 23
b) Calcul du frottement interne local ou réel	p. 23
5 - Conclusion	p. 26

Chapitre II - ETUDE EXPERIMENTALE DU FROTTEMENT INTERNE DEPENDANT DE L'AMPLITUDE DE LA DEFORMATION

1 - Méthode expérimentale	p. 27
a) Préparation et traitement des échantillons	p. 27
b) Mesure du frottement interne	p. 28

2 - Résultats expérimentaux	p. 29
a) Aluminium écroui et recuit	p. 32
b) Aluminium trempé	p. 32
c) Aluminium écroui après refroidissement au four ou trempe	p. 36
d) Aluminium revenu après refroidissement au four ou trempe	p. 37
e) Influence de la manipulation et de la mesure	p. 40
f) Aluminium-zinc à 3 % écroui après recuit	p. 40
g) Aluminium-zinc à 3 % écroui après recuit et vieilli à 20°C	p. 44
h) Cuivre O.F.H.C. recuit puis refroidi au four ou trempé	p. 44
i) Plomb commercial	

Chapitre III - MODELES D'INTERPRETATION DU FROTTEMENT INTERNE DEPENDANT DE L'AMPLITUDE DE LA DEFORMATION

1 - Etude du frottement interne Δ_H	
a) Précédents modèles	p. 51
b) Modèle proposé	p. 54
c) Discussion	p. 61
2 - Proposition d'un modèle de frottement interne Δ_P	
a) Introduction	p. 62
b) Etablissement du modèle	p. 63
c) Discussion	p. 64
3 - Méthode d'interprétation des courbes expérimentales	p. 66
Annexes	
I	p. 73
II	p. 76
III	p. 78
IV	p. 79

Chapitre IV - APPLICATION A NOS RESULTATS

1 - Etats caractéristiques de l'aluminium

- a) Ecroui p. 81
- b) Recuit p. 82
- c) Trempe p. 83

2 - Influence de traitements thermomécaniques

- a) Température de trempe p. 85
- b) Ecouissage après recuit p. 86
- c) Ecouissage après trempe p. 88
- d) Revenu après écouissage p. 89
- e) Revenu après trempe p. 89

3 - Etude de l'alliage Al-Zn à 3 %

- a) Ecouissage après recuit p. 90
- b) Vieillissement à 20°C après écouissage p. 93

4 - Etude du cuivre O.F.H.C. et du plomb

- a) Ecouissage du cuivre recuit p. 94
- b) Ecouissage du cuivre trempé p. 94
- c) Plomb p. 96

CONCLUSION p. 99

BIBLIOGRAPHIE p. 101

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

"IMPERFECTIONS DANS LES CRISTAUX IONIQUES"

Vu

Les Membres du Jury

MM. R. BERNARD
E. PERNOUX
P. MICHEL
P. GOBIN

Vu et approuvé

Le Doyen de la Faculté des Sciences

J. BRACONNIER

Vu et accordé

le permis d'imprimer :

Lyon, le 18 octobre 1966

Le Recteur,

Président du Conseil
de l'Université

P. LOUIS

